AVERTISSEMENT

Ce document est le fruit d'un long travail approuvé par le jury de soutenance et mis à disposition de l'ensemble de la communauté universitaire élargie.

Il est soumis à la propriété intellectuelle de l'auteur. Ceci implique une obligation de citation et de référencement lors de l'utilisation de ce document.

D'autre part, toute contrefaçon, plagiat, reproduction illicite encourt une poursuite pénale.

Contact : ddoc-theses-contact@univ-lorraine.fr

LIENS

Code de la Propriété Intellectuelle. articles L 122. 4
Code de la Propriété Intellectuelle. articles L 335.2- L 335.10
http://www.cfcopies.com/V2/leg/leg_droi.php
http://www.culture.gouv.fr/culture/infos-pratiques/droits/protection.htm

UNIVERSITÉ DE LORRAINE

THÈSE

Pour l'obtention du grade de

Docteur de l'Université de Lorraine

Spécialité : Mécanique et Énergétique

Présentée par

Guillaume CHASSAING
Ingénieur ENIM

FROTTEMENT SEC À GRANDE VITESSE DU COUPLE Ti6Al4V-Ti6Al4V : ÉTUDE EXPÉRIMENTALE ET MODÉLISATION DU COMPORTEMENT THERMOMÉCANIQUE

Soutenue le 4 décembre 2015 devant le jury composé de :

Philippe DUFRENOY	LML - Polytech Lille	Président du Jury
Jean DENAPE	LGP - ENI Tarbes	Rapporteur
Laurent DUBAR	LAMIH - Université de Valenciennes	Rapporteur
Jamal TAKADOUM	FEMTO - ENSAM, Campus de Metz	Examinateur
Daniel DUDZINSKI	LEM3 - Université de Lorraine	Examinateur
Jean MERIAUX	Snecma	Invité
Karim DEMMOU	Snecma	Invité
Pierre CHEVRIER	LaBPS - ENI Metz	Directeur de thèse
Laurent FAURE	LEM3 - Université de Lorraine	Co-directeur
Sylvain PHILIPPON	LaBPS - ENI Metz	Co-encadrant

École Doctorale **É**nergie **M**écanique **MA**tériaux

Laboratoire de mécanique **B**iomécanique **P**olymères **S**tructure, E.A. 4632
École **N**ationale d'**I**ngénieurs de **M**etz
1 route d'Ars Laquenexy, 57078 Metz Cedex 3, France

Remerciements

Ces années de thèse ont été rythmées par de nombreux échanges en milieux académique et industriel. Bien plus qu'une poursuite d'études ou une expérience professionnelle, ce fut une aventure humaine à part entière. Il est maintenant tant de remercier toutes les personnes qui ont contribué de (très) près ou de loin à ce travail de recherche.

Je tiens tout d'abord à remercier les membres de mon jury de thèse. Merci à Mr Philippe DUFRENOY d'avoir accepté d'être le président du jury et, à ce titre, d'avoir animé ma soutenance de thèse. Mes remerciements sont ensuite destinés à Mr Jean DENAPE et à Mr Laurent DUBAR qui ont rapporté ces travaux de thèse. Vos avis, en tant qu'experts dans le domaine de la tribologie, donnent un peu plus de valeur à ce travail de recherche. Je remercie Mr Daniel DUDZINSKI et Mr Jamal TAKADOUM d'avoir, en tant qu'examinateurs, formulé des remarques constructives et enrichissantes lors de nos discussions. Merci à tous pour les échanges que nous avons eu à propos du travail accompli, mais aussi des perspectives à entrevoir.

Je remercie la société Snecma, du groupe SAFRAN, d'avoir financé ces travaux. Plus personnellement, un grand merci à Jean MERIAUX, qui est à l'origine de cette thèse, pour sa confiance, sa sympathie, sa disponibilité et ses conseils. Je remercie aussi chaleureusement Karim DEMMOU, qui m'a encadré durant ma dernière année, pour son intérêt vis à vis de mon travail, sa culture et nos échanges. Mes remerciements sont ensuite adressés à Nathalie SERRES qui a suivi de près mon travail durant ces années. Merci aussi à Antoine MILLECAMPS et Julien LEROUX, des méthodes numériques, pour leurs conseils, leurs avis et leurs suggestions. Enfin, merci à Fabien CORPACE et à Pierre DELALEAU de m'avoir fait visiter les sites de Corbeil et de Gennevilliers, ainsi que pour nos échanges.

Je remercie Pierre CHEVRIER d'avoir accepté d'être le directeur de cette thèse. Mes remerciements vont ensuite tout naturellement à mes deux encadrants : Sylvain Philippon et Laurent Faure. Ces années à vos côtés, des bancs de l'ENIM jusqu'à la thèse, m'ont permis d'évoluer sur une multitude de points. Vous m'avez fait profiter de votre culture

(tribologie, solutions techniques...), de votre répartie (que j'adore) mais surtout de votre grande expérience en tant qu'expérimentateurs. Merci à tous les deux pour votre disponibilité sans faille (!), votre franchise, votre bonne humeur et votre soutien. Je garde en mémoire l'image d'une équipe soudée, l'environnement que vous avez instauré était à la fois propice au travail et à la camaraderie (et plus encore...).

Une thèse comporte des encadrants officiels, mais c'est d'une véritable équipe (de choc !) dont j'ai bénéficiée pour ces travaux. Je tiens, tout d'abord, à remercier Mamadou COULIBALY pour ses conseils, sa disponibilité et son engouement concernant le développement de la modélisation analytique (cf. chapitre 5). Tes connaissances, tes réflexions et ton humilité m'ont permis d'énormément apprendre, tant sur le plan théorique qu'humain. Je ne pourrai oublier les heures (parfois tardives...) que nous avons passées à discuter, débattre, rédiger... Mes remerciements sont ensuite largement destinés à Paul LIPINSKI et Arnaud POUGIS avec qui nous avons travaillé sur la modélisation numérique, le développement du thermocouple et l'analyse des températures (cf. chapitre 3). Tout ce que j'ai appris grâce à vous constitue un réel complément de formation dans un domaine où j'étais totalement novice. Merci pour votre aide dans le développement des modèles, mais surtout pour l'intérêt et le temps que vous y avez consacré. Je me rappellerai de ces longs moments à dépouiller des résultats, de votre franchise et de votre droiture (quelles qu'en soient les circonstances). Je remercie ensuite Albert TIDU et Nathalie GEY du LEM3 pour leurs apports de connaissances en métallurgie (cf. chapitre 4). Merci pour le temps que vous avez pris à répondre à mes (très nombreuses) questions, ainsi que pour les techniques d'analyses et l'expertise que vous avez mis à contribution de ce travail de recherche.

Je remercie les membres du LaBPS et de l'ENIM, en commençant par les directeurs respectifs : Zitouni AZARI et Pierre CHEVRIER. Mes remerciements sont ensuite naturellement adressés aux professeurs agrégés et enseignants chercheurs pour leurs conseils et enseignements, qui sont à l'origine de ma formation d'ingénieur et maintenant de docteur. Merci à l'ensemble des techniciens et du personnel administratif que nous avons (fortement) sollicité (montage du banc, déménagements, ordres de missions, bons de commande...). Je tiens à remercier personnellement David STINGER pour son aide, ses conseils et sa disponibilité. Merci aussi à Marilyne STINGER et Viviane LUDMANN que je n'ai pas ménagé avec mes demandes toutes plus urgentes les unes que les autres.

Mon « séjour » au laboratoire n'aurait, sans aucun doute, pas été le même sans les étudiants en Master, thésards et post-doctorants qui ont partagé mon quotidien. Mes remerciements vont tout d'abord à mon binôme, Vincent, avec qui nous avons pu développer

des compétences diverses et variées. Je remercie ensuite mes collègues et amis présents lors de la « création » du bureau 1B20 : Polo, Bajo et Benj. Je n'oublierai jamais nos moments de fou rire, nos longues théories, nos éclairs de génie, ainsi que nos activités en tout genre (mécanique « générale », pièces en composites, séances de ponçage, badges de conférence, metteur en scène, Faustino...). Je n'oublie pas Julien (merci beaucoup pour le template Lyx), Mathieu et Ludo avec qui j'ai partagé de supers moments aussi. En plus d'activités extra-professionnelles, certains d'entre vous m'ont conseillé et aidé dans de nombreuses tâches liées à ma thèse (montage du banc, anneau dynamométrique, préparation d'échantillons, traitement de signaux, modélisation, maillage...). Merci aussi à tous les autres : Nico, Flo, Benjamin, Bruno, Arnaud... Je tiens aussi à remercier les doctorants du LEM3 (Maxime, Youssef, Cécile, Julien, Haitem et Alban) pour leur accueil, leur bonne humeur et leur aide (notamment lors des séances de polissage et de réglage des microscopes...).

Comment finir ces remerciements sans mentionner ma Famille qui m'a toujours soutenu et épaulé dans la vie. Merci à mes parents et à mes frères et s¡urs (Anne-Laure, Tiphaine et Etienne) d'avoir toujours été présents et de sans cesse m'encourager...

Mes derniers remerciements sont adressés à Maud. Ton soutien, tes conseils et surtout ta patience m'ont accompagné au quotidien. Merci de toujours me pousser à me donner les moyens de faire ce qui me plait et ainsi de m'épanouir. Je te remercie, ainsi que Théo (qui parcourra peut être ces quelques lignes quand il saura lire), de m'avoir, malgré vous, fait gagner en efficacité. Cela m'a permis de profiter pleinement de ces soirées et weekends à vos côtés sans (trop) vous embêter avec mes pièces qui frottent, qui chauffent et qui s'usent...

Table des matières

Introduction générale **15**

Chapitre 1 : Le frottement sec d'alliages de titane à grande vitesse : entre constats et interrogations **19**

1.1 Contexte industriel de l'étude 20
1.1.1 Turboréacteur : architecture et principe de fonctionnement 20
1.1.2 La liaison aube-disque 22
1.1.3 Cas exceptionnels affectant le pied d'aube 23
1.2 Le titane et ses alliages 27
1.2.1 Aspects métallurgiques du titane pur 28
1.2.2 Les alliages de titane 28
1.2.3 L'alliage étudié : le Ti6Al4V 32
1.3 Le frottement sec 38
1.3.1 Identification du frottement dans une liaison 39
1.3.2 Étude du frottement : lois fondamentales 40
1.3.3 Les paramètres influants à haute vitesse de glissement 41
1.3.4 Comportement tribologique du Ti6Al4V 51
1.4 Bilan 53
Bibliographie 54

Chapitre 2 : Moyens de mesures expérimentaux et techniques d'analyses **61**

2.1 Génération du contact et mesure des efforts 62
2.1.1 Tribomètres destinés au frottement à grande vitesse 62
2.1.2 Adaptation du moyen de mesure aux conditions d'études 71
2.1.3 Bilan sur la mesure des efforts de frottement 80
2.2 Mesure de la température à l'interface de contact 81
2.2.1 État de l'art 81
2.2.2 Mesure radiative 81
2.2.3 Thermocouples 84

2.2.4 Intégration d'un thermocouple feuille-pièce au sein du montage de frottement . . . 91
2.2.5 Essai de validation . . . 94
2.3 Analyses *post mortem* . . . 97
2.3.1 Profils d'usure et volume usé . . . 97
2.3.2 Observation de la microstructure . . . 97
2.4 Bilan . . . 103
Bibliographie . . . 103

Chapitre 3 : Étude des sollicitations thermiques et mécaniques durant l'interaction de glissement 109
3.1 Efforts et coefficients de frottement . . . 110
3.1.1 Configurations étudiées . . . 110
3.1.2 Résultats expérimentaux . . . 112
3.2 Mesure et analyse des températures atteintes . . . 116
3.2.1 Effet intrusif du thermocouple . . . 116
3.2.2 Températures à l'interface de contact . . . 125
3.2.3 Influence de la température moyenne sur la valeur du coefficient de frottement moyen . . . 130
3.2.4 Bilan partiel . . . 131
3.3 Calcul des sollicitations thermiques et mécaniques à l'interface de contact . 132
3.3.1 Analyse de la dissipation de l'énergie thermique . . . 132
3.3.2 Activation du détachement de particules d'usure par accumulation de déformations plastiques . . . 138
3.4 Bilan . . . 146
Bibliographie . . . 147

Chapitre 4 : Analyse des endommagements induits : mécanismes d'usure et évolution de la microstructure 149
4.1 Dégradation des surfaces . . . 150
4.1.1 Les modes d'usure . . . 150
4.1.2 Notions de tribologie des interfaces . . . 152
4.1.3 Lois d'usure quantitatives . . . 155
4.1.4 Cartes d'usure . . . 158
4.1.5 L'usure de l'alliage de titane Ti6Al4V . . . 160
4.2 Profils d'usure et volume usé . . . 162
4.2.1 Évolution du taux d'usure durant un essai de glissement . . . 166
4.2.2 Relation entre énergie dissipée et volume usé . . . 166

4.3 Distinction des modes d'endommagement . . . 168
4.3.1 Usure par fusion (mode 1) . . . 168
4.3.2 Usure adhésive à haute température (mode 2) . . . 170
4.3.3 Discussion . . . 175
4.4 Analyse de la microstructure . . . 180
4.4.1 Évolution dans l'épaisseur du matériau . . . 180
4.4.2 Patin fixe : analyse de l'épaisseur de la zone affectée thermiquement 193
4.4.3 Particularités liées à l'usure par fusion . . . 194
4.5 Bilan . . . 196
Bibliographie . . . 197

Chapitre 5 : Approche semi-analytique : modélisation thermomécanique du frottement sec à grande vitesse 201

5.1 La modélisation du frottement sec à grande vitesse . . . 202
5.1.1 Approches thermiques . . . 202
5.1.2 Approches thermomécaniques . . . 203
5.2 Modèle thermomécanique : cas général . . . 205
5.2.1 Description des conditions de glissement . . . 205
5.2.2 Cisaillement adiabatique des aspérités . . . 208
5.2.3 Couplage thermique des aspérités . . . 210
5.2.4 Couplage des réponses mécanique (τ) et thermique (θa) . . . 216
5.3 Application au couple Ti6Al4V-Ti6Al4V . . . 219
5.3.1 Validation de la réponse thermique . . . 219
5.3.2 Paramètres d'entrée du modèle thermomécanique . . . 222
5.3.3 Algorithme de calcul . . . 223
5.3.4 Analyse de l'évolution de la surface réelle de contact . . . 226
5.4 Utilisation prédictive du modèle . . . 230
5.4.1 Calcul des grandeurs thermiques à partir d'une mesure expérimentale de l'effort de frottement . . . 230
5.4.2 Estimation du coefficient de frottement moyen . . . 232
5.5 Bilan . . . 233
Bibliographie . . . 234

Conclusion générale et perspectives 237

Liste des symboles

A	Allongement à la rupture
A_{JC}	Constante A dans la loi de Johnson-Cook
a_i	Demi longueur d'une aspérité
a	Diffusivité thermique du matériau
α	Phase alpha du titane
$\hat{\alpha}$	Paramètre de recalage du problème thermique de Molinari et al. [1999]
α'	Phase martensitique du titane
α_i^r	Coefficient de répartition local du flux de chaleur à la surface de l'aspérité i en direction du solide r
α^r	Coefficient de répartition moyen du flux de chaleur en direction du solide r
$\alpha^r_{(x,y,z)}$	Coefficient de répartition ponctuel du flux de chaleur au point (x,y,z) en direction du solide r
α_{dil}	Coefficient de dilatation thermique
B_{JC}	Constante B dans la loi de Johnson-Cook
b_i	Demi largeur d'une aspérité
β	Phase beta du titane
β_{TQ}	Coefficient de Taylor-Quinney
C_{anneau}	Coefficient d'amortissement du système masse-ressort-amortisseur
C_{JC}	Coefficient de sensibilité à la vitesse de déformation dans la loi de Johnson-Cook
c	Capacité thermique massique du matériau
D_V	Coefficient de diffusion du vanadium
d_{cond}	Épaisseur affectée thermiquement dans le modèle de Molinari et al. [1999]
di	Distance parcourue par la source de chaleur entre les instants t et t' à la vitesse V
d_n	Constante matériau n de la loi d'endomagement de Johnson-Cook
dt	Durée de l'incrément de temps dans le modèle semi-analytique
d_V	Distance de diffusion du vanadium
E	Module d'Young
$E\bar{D}_p$	Energie dissipée moyenne à la surface du patin
$ED^P_{(x,y,z)}$	Énergie dissipée localement au sein du patin

$\bar{\epsilon}^P$	Déformation plastique équivalente
$\dot{\bar{\epsilon}}^{\mathrm{P}}$	Vitesse de déformation plastique équivalente
$\dot{\epsilon}_d$	Vitesse de déformation de référence de la loi d'endommagement de Johnson-Cook
ϵ_f	Déformation équivalente d'endommagement
ϵ_λ	Émissivité monochromatique
$\Delta\bar{\epsilon}^p$	Incrément de déformation plastique équivalente
η	Viscosité dynamique du liquide
$\tilde{F}$	Effort normal normalisé au sens de Lim et al. [1989]
f	Rapport entre la surface réelle et la surface apparente de contact
G_i^r	Fonction de Green de l'aspérité i
γ	Déformation en cisaillement
$\dot{\gamma}$	Vitesse de déformation en cisaillement
H_0	Dureté du matériau à température ambiante
HFL_2^r	Densité du flux de chaleur vertical appliqué au corps r
h	Hauteur des aspérités
h_c	Conductance thermique de contact
K_{anneau}	Raideur de l'anneau dynamométrique
k	Conductivité thermique du matériau
$k_{adh\,ou\,ab}$	Constante de la loi d'Archard pour de l'usure adhésive (adh) ou abrasive (ab)
L	Enthalpie de fusion
L_{1-2}	Longueur de glissement entre les instants 1 et 2
L_{Jaeger}	Nombre défini par Jaeger [1942] pour comparer les réponses thermiques dues à des sources linéiques ou rectangulaires.
L_λ	Luminance monochromatique
L_λ^{cn}	Luminance d'un corps noir
l	Longueur de glissement
λ	Longueur d'onde
m	Masse de l'éprouvette
m_{anneau}	Masse du système masse-ressort-amortisseur
m_{JC}	Coefficient de sensibilité à la température dans la loi de Johnson-Cook
μ	Coefficient de frottement
$\bar{\mu}$	Coefficient de frottement moyen
μ_E	Coefficient de frottement énergétique
μ_i	Coefficient de frottement local à l'échelle de l'aspérité
μ_0	Coefficient de frottement normalisé

N	Effort normal appliqué
n_{asp}	Nombre d'aspérités
n_{JC}	Coefficient de sensibilité à l'écrouissage dans la loi de Johnson-Cook
ν	Coefficient de Poisson
ω	Paramètre de la loi d'endommagement de Johnson-Cook
p	Pression normale apparente
ϕ_0	Flux thermique macroscopique
ϕ_i	Flux de chaleur généré au sein de l'aspérité i
ϕ_{ri}	Flux de chaleur de l'aspérité i diffusant vers le corps r
φ_0	Densité du flux de chaleur macroscopique
φ_i^r	Densité de flux de chaleur au niveau de chaque aspérité i diffusant vers le corps r
$\bar{\varphi_P}$	Densité du flux de chaleur moyen appliqué au patin
$\psi(\gamma, \dot{\gamma}, \Theta a, t)$	Loi de comportement thermo-viscoplastique du matériau
ψ	Constante proche de l'unité du modèle de Molinari et al. [1999]
q	Flux thermique
R_e	Limite élastique à la traction
R_m	Résistance maximale à la traction
r_a	Rayon d'une aspérité
r_0	Rayon du pion lors d'un essai pion-disque
ρ	Masse volumique du matériau
S_{app}	Surface apparente de contact
S_r	Surface réelle de contact
$S^r(t)$	Fonction d'influence équivalente de la surface de contact sur le corps r
σ	Contrainte normale de compression dans l'aspérité
$\bar{\sigma}$	Contrainte équivalente de Von Mises
σ_m	Pression hydrostatique
T	Effort tangentiel de frottement
$t_{cisaillement}$	Variable de temps à l'échelle du cycle de cisaillement adiabatique
t_{cycle}	Période du cycle de cisailement adiabatique
t_{int}	Durée totale de l'interaction de glissement
t_{max}	Instant auquel est atteint la contrainte maximale lors d'un cycle de cisaillement adiabatique
t_V	Temps nécesaire au vanadium pour diffuser sur une longueur d_V
τ	Contrainte de cisaillement
τ_{max}	Contrainte de cisaillement maximale lors d'un cycle de cisaillement adiabatique

Θ_0	Température initiale d'un cycle de cisaillement adiabatique dans une aspérité
$\Theta_{0\,M}$	Température initiale macroscopique sur la surface réelle de contact
Θa	Température locale d'une aspérité
$\bar{\Theta} a$	Température moyenne de l'interface de contact
Θ_{amb}	Température ambiante
Θ_{eb}	Température d'ébullition
θa_i	Elévation de température de l'aspérité i
θa_{ij}	Elévation de température de l'aspérité j due au flux de chaleur appliqué sur l'aspérité i
θa_{max}	Température atteinte à l'instant t_{max}
$\bar{\theta} a$	Échauffement moyen de l'interface de contact
$\theta^r(x, y, z, t)$	Échauffement du point (x,y,z) du solide r à l'instant t
u2	Déplacement vertical de la surface arrière du patin
V	Vitesse de glissement
Va_i	Volume de l'aspérité i
V_c	Vitesse critique à partir de laquelle le coefficient de frottement décroit avec l'augmentation de la vitesse de glissement
V_i	Vitesse initiale de glissement
V_{imp}	Vitesse d'impact du projectile
V_t	Vitesse de glissement durant l'incrément de temps dt
$\tilde{\upsilon}$	Vitesse normalisée au sens de Lim et al. [1989]
W	Volume usé
W^r	Fonction d'influence thermique d'une source surfacique sur une surface
W^r_{ij}	Fonction d'influence thermique d'une aspérité i sur une aspérité j au sein du solide r
$W^r_{(x,y,z)}$	Fonction d'influence thermique d'une source surfacique sur un point (x,y,z)
$\tilde{W}$	Volume usé normalisé au sens de Lim et al. [1989]
w_{usure}	Coefficient énergétique d'usure
X	Longueur de la surface apparente de contact
xc_i	Position du centre de l'aspérité i selon l'axe x
Y	Largeur de la surface apparente de contact
yc_i	Position du centre de l'aspérité i selon l'axe y

Introduction générale

Les coûts et délais de développement des projets industriels n'ont cessé de diminuer depuis l'utilisation de logiciels de CAO et de calcul. La géométrie, ainsi que la tolérance géométrique des pièces, peuvent souvent être validées en amont des phases de conception. Cependant il reste, pour l'instant, difficile de s'affranchir d'essais pour caractériser le comportement des matériaux. En effet, le développement d'une loi de comportement ou l'étude de la réponse d'une interface de contact ne peuvent être réalisés de manière totalement numérique.

Le motoriste aéronautique Snecma conçoit et produit des turboréacteurs pour l'aviation civile et militaire, ainsi que pour l'aérospatial. Le développement de nouveaux moteurs passe nécessairement par la création de matériaux ou de solutions technologiques. Le retour d'expérience sur les turboréacteurs produits ces dernières années permet d'analyser et de juger les solutions existantes.

Ces travaux de thèse ont été initiés dans le cadre de l'analyse d'événements exceptionnels tels que la perte d'aubes ou l'ingestion d'oiseaux. Des tests de résistance aux impacts d'oiseaux, définis par les règlements de navigabilité FAR (Federal Aviation Regulations) ou JAR (Joint Aviation Requirements), sont nécessaires lors de la certification du moteur. L'intégrité de ce dernier doit, entre autres, être assurée.

L'étude de ces phénomènes est aujourd'hui principalement réalisée de manière expérimentale et demeure extrêmement coûteuse. Afin de réduire le nombre d'essais de caractérisation, des modèles numériques de ces événements sont en développement. Plusieurs données restent toutefois à renseigner, comme la vitesse et la direction d'éjection des aubes. Ces grandeurs sont régies par le comportement de l'interface de contact entre le pied de l'aube et l'alvéole du disque de la soufflante. Il convient donc de s'intéresser aux efforts de frottement, aux températures et aux endommagements induits lors du glissement entre ces deux pièces, ici, en Ti6Al4V.

Deux des paramètres d'entrée principaux, dans le cadre d'une interaction de frottement à grande vitesse, sont la vitesse de glissement initiale et la pression normale apparente. Les valeurs maximales de ces grandeurs rencontrées dans le cas industriel sont respectivement de 65 m/s et 300 MPa. Les objectifs de ces travaux sont multiples. Tout d'abord, l'étude de l'influence de ces deux grandeurs sur les températures générées et sur la résistance au glissement améliorerait la compréhension des phénomènes mis en jeu. Ensuite, l'analyse des endommagements permettrait, dans le futur, une meilleure analyse des revêtements anti usure existants ainsi que de se positionner quant à la réutilisation potentielle des pièces. Enfin, le développement d'une méthode de calcul du coefficient de frottement moyen permettrait de s'affranchir d'essais tribologiques et pourrait ainsi être implémentée dans les modèles numériques d'essais d'ingestion.

Le frottement à grande vitesse entre alliages de titane reste relativement peu abordé dans la littérature. La première difficulté de ce type de sollicitation réside dans la manière de générer un tel contact et de mesurer des efforts et des températures pour des durées d'interaction de l'ordre de la milliseconde. La seconde concerne l'analyse des endommagements des deux surfaces en contact. Les chargements thermomécaniques extrêmes conduisent en effet à des modes d'endommagement particuliers et des évolutions profondes de la microstructure. Enfin, la nécessité de travailler à la fois à l'échelle de la surface réelle de contact (i.e. locale) et de la surface apparente (i.e. macroscopique) complique fortement la modélisation de ces phénomènes.

Afin de traiter le problème énoncé de la manière la plus claire possible, ce manuscrit se décompose en cinq chapitres. Tout d'abord, le premier chapitre présente la problématique industrielle qui est à l'origine de ces travaux. Un état de l'art sur l'alliage utilisé ainsi que sur le frottement sec permet ensuite de dégager les problématiques scientifiques. Les liens étroits entre vitesse, pression, température, et effort de frottement y sont abordés. La démarche adoptée pour répondre aux différentes questions laissées en suspens y est exposée.
Dans un second chapitre, les moyens de mesure et d'analyse développés ou simplement utilisés dans ces travaux sont présentés. Un tribomètre spécifique, adapté sur un banc balistique ou une tour de chute, permet de générer un contact sous chargement quasi instantané et de mesurer les efforts de frottement. Les pièces en contact sont instrumentées avec un thermocouple de type feuille-pièce afin de mesurer la température d'interface lors d'interactions de l'ordre de la milliseconde.
Le troisième chapitre analyse les sollicitations thermiques et mécaniques auxquelles sont soumises les pièces en contact. En se basant sur la valeur mesurée du coefficient de frotte-

ment moyen, un modèle numérique (éléments finis), basé sur le déplacement d'une source de chaleur, est utilisé pour analyser les chargements thermiques causés par le phénomène de frottement. Les influences de la vitesse de glissement et de la pression normale apparente sur l'effort de frottement et sur les températures y sont discutées.
Ensuite, le quatrième chapitre s'intéresse aux endommagements induits lors d'interactions de glissement à haute vitesse. Les mesures *post mortem* permettent d'analyser le volume usé et le taux d'usure associé à chaque configuration d'essai. Les modes d'endommagements rencontrés y sont identifiés et leur activation analysée.
Enfin, le cinquième chapitre présente une modélisation semi-analytique thermomécanique basée sur le cisaillement adiabatique d'aspérités. Son application aux conditions étudiées dans ces travaux de thèse permet d'analyser l'évolution de la taille de la surface réelle de contact. A partir de la mesure de l'effort de frottement moyen ou d'un enregistrement vidéo, la répartition des températures et du coefficient de partage de la chaleur peut être calculée aux échelles macroscopique et locale. Pour finir, les résultats obtenus en termes de prédiction de la valeur du coefficient de frottement moyen pour une large gamme de vitesses de glissement sont discutés.

Les travaux de cette thèse ont été réalisés dans le cadre d'une collaboration entre :

— la société Snecma, du groupe SAFRAN, et plus précisément le service Matériaux et Procédés du site de Villaroche,

— le LaBPS (Laboratoire de mécanique, Biomécanique, Polymères et Structures) à Metz,

— le LEM3 (Laboratoire d'étude des Microstructures et de Mécanique des Matériaux) à Metz.

Chapitre 1

Le frottement sec d'alliages de titane à grande vitesse : entre constats et interrogations

Sommaire

1.1 Contexte industriel de l'étude **20**
1.2 Le titane et ses alliages **27**
1.3 Le frottement sec **38**
1.4 Bilan **53**
Bibliographie **54**

Le frottement est une interaction qui s'oppose au mouvement relatif entre deux systèmes en contact. Lors de sollicitations extrêmes, il peut être à l'origine de la fusion des deux matériaux, de perte de matière ou encore de fissurations.

La première partie de ce chapitre a pour objectif de présenter la problématique industrielle qui a mené à ce travail de thèse. La perte d'aubes, bien qu'étant extrêmement rare, est un événement particulièrement redouté des motoristes aéronautiques. Le glissement ainsi engendré au niveau du pied d'aube définit la vitesse et la direction d'éjection. Une meilleure compréhension des phénomènes rencontrés à l'interface de contact améliorerait leur prédiction avec des outils numériques et abaisserait donc les coûts associés.
Dans un second temps, l'alliage de titane Ti6Al4V, constituant les deux pièces en contact, est présenté. Enfin, un état de l'art sur le frottement sec des matériaux métalliques introduit les notions élémentaires de la tribologie et les paramètres influents sur l'effort de frottement. L'état des connaissances actuelles pour des alliages de titane permettra de dégager les problématiques scientifiques. La méthodologie adoptée pour y répondre clôt ce premier chapitre.

1.1 Contexte industriel de l'étude

Ces travaux portent sur l'étude du contact localisé en pied d'aube de la soufflante du CFM56. Il s'agit du moteur le plus vendu dans l'histoire de l'aviation civile : plus de 24 000 moteurs sont aujourd'hui en service. Dans le monde entier, il en décolle un toutes les 2.5 secondes. Il existe 8 versions différentes sous l'appellation CFM56 (CFM56-2A, CFM56-2B, CFM56-2C, CFM56-3, CFM56-5A, CFM56-5B, CFM56-5C, CFM56-7B) qui sont conçues et assemblées par Snecma et General Electric. Les connaissances acquises grâce aux retours d'expérience sur ce moteur sont ensuite utilisées lors du développement de futurs moteurs (tels que le Leap et le Silvercrest).

1.1.1 Turboréacteur : architecture et principe de fonctionnement

Le fonctionnement d'un turboréacteur est basé sur le principe d'action-réaction. Le premier brevet concernant la "propulsion par réaction sur l'air" fut déposé en 1922 par le français Maxime Guillaume. L'évolution des critères à prendre en compte lors de la conception d'un moteur d'avion a permis de faire évoluer l'architecture des moteurs et aussi les matériaux utilisés. L'hélice qui limitait l'utilisation à des vitesses de déplacement inférieures à 720 km/h à cause des phénomènes soniques a peu à peu été remplacée. Le principe de fonctionnement d'un turboréacteur repose sur la transformation de l'énergie potentielle contenue dans un carburant, associée à un comburant (l'air ambiant), en énergie cinétique pour générer une force de réaction en milieu élastique. La poussée vers l'avant résulte de l'éjection d'une masse de gaz animée d'une certaine vitesse.

Aspiré par la soufflante (ou fan) puis comprimé via un compresseur axial (ou centrifuge sur certains moteurs), l'air est réchauffé et passe à travers la chambre de combustion où il est mélangé avec du kérosène pulvérisé qui s'enflamme spontanément (fonctionnement nominal). À la suite de cette combustion, il se produit alors une forte dilatation des gaz brûlés dont une partie, par leur détente dans la turbine, permet l'entrainement du compresseur, du fan et des accessoires nécessaires au fonctionnement du réacteur. Le reste des gaz brûlés est transformé en énergie de pression derrière la turbine puis en énergie cinétique par effet Venturi dans la tuyère dont la section peut être variable en fonction du domaine de vol (convergente en subsonique ou divergente en supersonique).

Les premiers turboréacteurs étaient équipés d'un seul ensemble compresseur-turbine. Afin d'accroitre les performances en poussée et de limiter la consommation, le compresseur est divisé en plusieurs parties tournant à des vitesses différentes. L'avantage principal du système multi-corps (applicable aux moteurs à simple et double flux) est un gain de masse

et de longueur qui permet des démarrages à plus faible puissance. Les deux ensembles constituant ce type de réacteur sont un corps compresseur-turbine dit "basse pression" et un corps compresseur-turbine dit "haute pression". Afin d'obtenir des moteurs moins bruyants et moins polluants, les turboréacteurs de type double flux ont fait leur apparition dans les années 60 (voir figure 1.1). Dans ce type de moteur, une soufflante de grande dimension permet d'absorber une quantité d'air importante qui ne passe pas totalement dans le compresseur basse pression. La part d'air qui ne passe pas dans le compresseur contourne la partie froide jusqu'à la tuyère où elle est ensuite mélangée avec les gaz chauds. Cela permet, pour des vitesses modérées, en dessous de Mach 1,5 environ, d'augmenter la poussée par augmentation du débit de gaz, et de réduire considérablement le niveau de bruit.

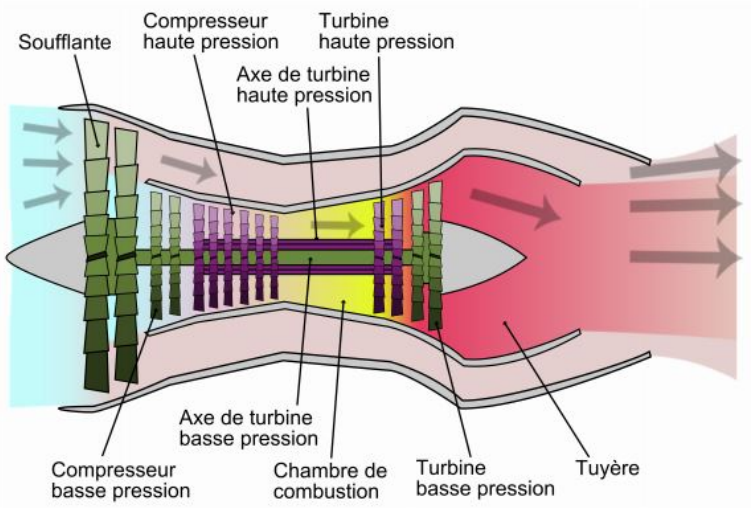


FIGURE 1.1 – Turboréacteur de type double corps et double flux.

Les turbopropulseurs, et les réacteurs double flux munis d'une très large soufflante ont été largement développés pour les domaines de vitesse subsonique. Avec un débit d'air plus élevé et une température des gaz plus basse pour une même poussée, leur rendement est plus élevé et leur consommation plus faible. La charge en carburant étant diminuée, cela permet une charge utile supérieure.

La soufflante peut fournir à elle seule près de 80% de la poussée du moteur en vol. Le diamètre important de ce bloc (1.8 m dans le cas du CFM56) et les vitesses de rotation élevées (supérieures à 5 000 tours par minute) font de cette partie du moteur l'une des plus sollicitée mécaniquement.

1.1.2 La liaison aube-disque

Les aubes sont généralement assemblées au disque grâce à une attache constituée du pied de l'aube et de l'alvéole du disque. Ses fonctions principales sont d'assurer la rétention radiale de l'aube et de transmettre les contraintes tangentielles [Leroux 2013]. Cette liaison est généralement de type attache marteau, attache sapin ou en forme de queue d'aronde. Elle est particulièrement critique car en cas de perte d'une aube, les autres aubes ne doivent pas sortir de leur logement. Les autorités demandent au constructeur de garantir le respect des critères d'intégrité et d'endurance de l'attache.

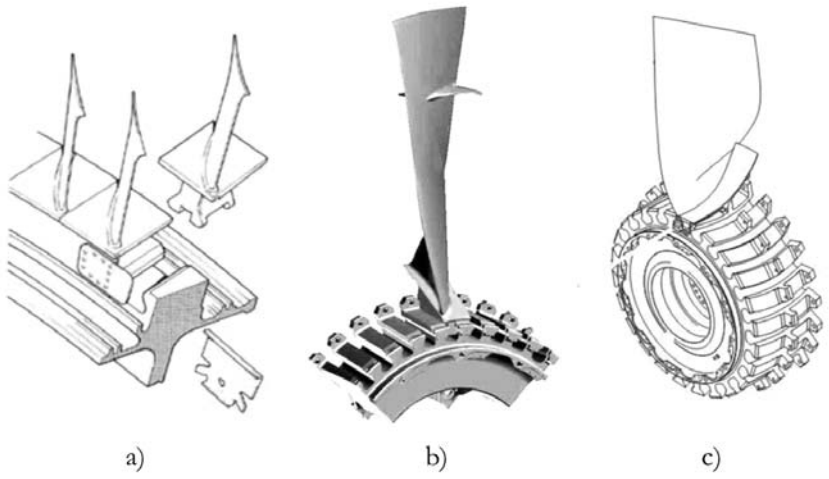


FIGURE 1.2 – Liaison aube-disque de type queue d'aronde (a, b) droite ou (c) curviligne.

Les attaches de type queue d'aronde sont souvent employées sur les compresseurs basse pression et haute pression, les turbines basse pression, et la soufflante. Tel qu'illustré en figure 1.2, elles peuvent être de type droite (CFM56-5) ou curviligne (CFM56-7). Ce dernier type permet d'augmenter la surface de contact.

L'interface de contact est soumise à des sollicitations très intenses. La rotation de la soufflante est par exemple à l'origine des effets inertiels [Guedou & Honnorat, 1989]. Cela se traduit par un chargement normal au niveau du pied d'aube. Un déplacement relatif des deux surfaces est causé par les vibrations dues à l'écoulement du flux d'air. La figure 1.3 illustre les chargements induits sur la liaison du pied d'aube. Les niveaux de pression, estimés par des calculs éléments finis, sont en moyenne compris entre 200 et 400 MPa [Paulin 2006]. L'interaction des deux surfaces, associée à un chargement normal, s'apparente à une sollicitation de type fretting (petits débattements tangentiels).

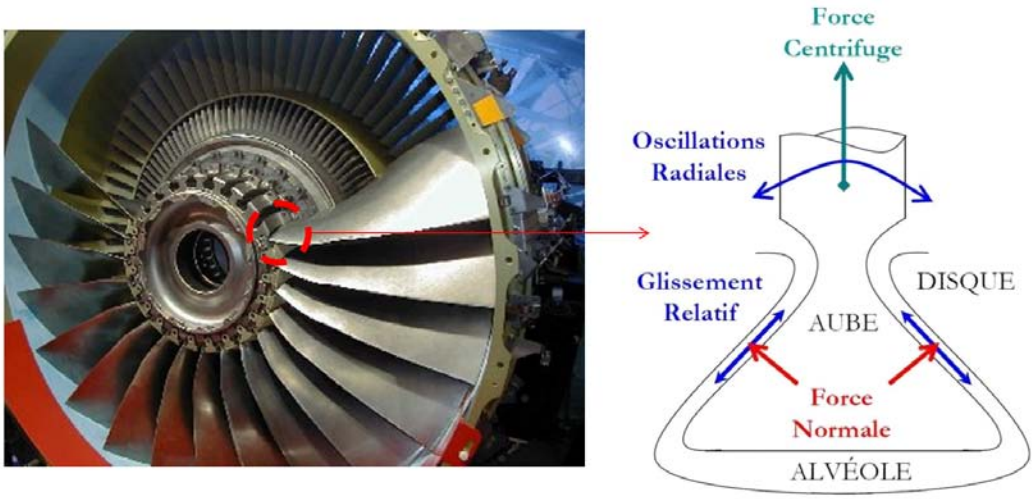


FIGURE 1.3 – Contraintes mécaniques et vibratoires au niveau de la liaison aube-disque.

La nature des matériaux constituant l'interface va donc directement influer sur l'endommagement des pièces en contact. En pratique, le choix d'un matériau dépend principalement de ses propriétés thermomécaniques et de sa densité. Les matériaux sélectionnés peuvent donc être sujets à des dégradations de surface (fissuration, oxydation). La première solution visant à lutter contre ces phénomènes est l'insertion d'une pièce intermédiaire (type clinquant) entre les deux corps en contact (i.e. l'aube et l'alvéole du disque). Néanmoins la seule manière de garantir la non détérioration de cette dernière est un contrôle géométrique. Le démontage de l'aube étant inévitable, cela entraine un surcoût des opérations de maintenance. La deuxième solution consiste à appliquer des traitements spécifiques aux surfaces en contact. Un revêtement anti usure est appliqué sur l'aube (CuNiIn dans le cas du CFM56), il sert ensuite de base d'accroche pour un film polymérique anti glissement (à base de bisulfure de molybdène MoS_2). Plusieurs études [Fridrici 2002, Paulin 2006, Yantio 2007, Mary 2009, Meriaux 2010] traitent du comportement tribologique de ce contact ainsi que de la durée de vie du revêtement anti usure et du vernis anti glissement lors de la sollicitation de fretting (fretting fatigue, fretting wear).

1.1.3 Cas exceptionnels affectant le pied d'aube

L'ingestion d'oiseaux correspond à une collision entre des oiseaux et les aéronefs. Dans ces cas exceptionnels, la liaison aube-disque est sollicitée de manière extrêmement sévère. En plus de la masse parfois importante des oiseaux, il faut considérer la vitesse de l'avion. L'énergie cinétique d'un oiseau de 5 kg ayant une vitesse relative de 275 km/h est équivalente à l'énergie développée lors de l'impact d'une masse d'une tonne tombant d'une

hauteur de 1.5 mètres. Les dégâts engendrés peuvent être catastrophiques. Bien que le risque que cet événement soit fatal pour l'avion est très faible, il devient une certitude statistique au bout d'un million d'heures de vol (à titre de comparaison, les plus vieux Boeing 747 en service en 2001 dépassaient légèrement les 100 000 heures de vol) [Thorpe 2003]. Entre 1990 et 1998, il s'est produit pas moins de 22 000 collisions. L'US Air Force enregistre en moyenne 2 500 collisions par an, et l'aviation civile américaine en comptabilise plus de 5 000 en 1999 [Sodhi Navjot 2002]. A noter que dans 35% des cas, les dégâts peuvent être relativement importants.

Les tests de certification aux impacts d'oiseaux des moteurs sont définis par les règlements de navigabilité FAR (Federal Aviation Regulations) ou JAR (Joint Aviation Requirements). Le règlement prévoit de tirer au banc d'essai un oiseau lourd de 1.85 kg, 2.75 kg ou 3.65 kg en fonction du moteur, ainsi qu'une combinaison d'oiseaux moyens de 0.7 à 1.15 kg suivant la taille du moteur. L'intégrité de l'avion doit être conservée mais par contre l'arrêt d'un moteur est acceptable. Ce type d'évènements exceptionnels est aujourd'hui pris très au sérieux par les avionneurs. La liaison du pied d'aube est dimensionnée en se basant sur des sollicitations de type fretting et des essais d'ingestion permettent de valider la tenue des pièces. Ces essais, particulièrement lourds et coûteux sont principalement réalisés de manière empirique.

Notre étude se place dans une logique de compréhension des phénomènes de glissement pouvant intervenir lors de l'éjection de l'aube. Le fait de connaitre les contraintes, les températures, ainsi que les scénarios d'endommagement auxquels sont soumises les pièces en contact sont autant de données qui permettront de travailler en amont sur ce cas exceptionnel de contact et donc de diminuer le nombre d'essais d'ingestion.

1.1.3.1 Cas du CFM 56

Plusieurs pièces du CFM56 sont concernées par ce type d'évènements (cf. figure 1.4). Notre étude se concentre sur les efforts et endommagements induits au niveau de la partie du moteur la plus exposée : la soufflante. Dans la plupart des cas, les aubes se fissurent et le pied de l'aube n'est que très peu affecté mais dans certains cas très exceptionnels l'aube de soufflante toute entière (qui peut mesurer plus de cinquante centimètres) est éjectée dans le moteur.

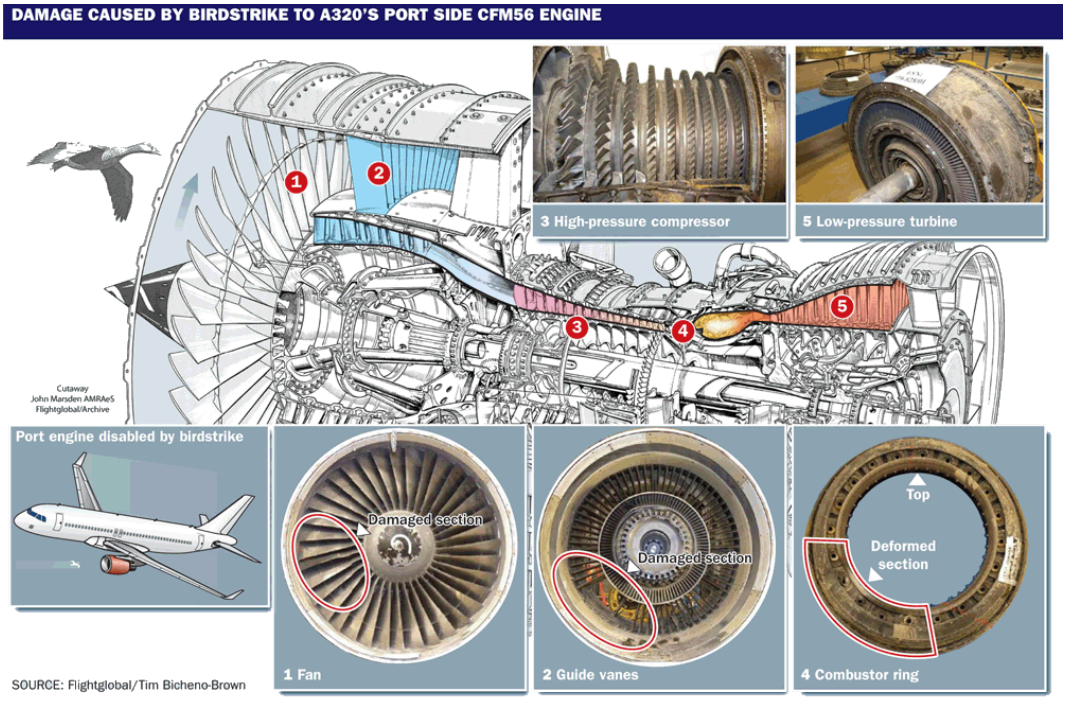


FIGURE 1.4 – Pièces concernées par une ingestion d'oiseau : cas du CFM56.

Ces travaux de thèse concernent le contact plan-plan d'un couple en Ti6Al4V pour des pressions normales apparentes pouvant atteindre 300 MPa et des vitesses de glissement allant jusqu'à 60 m/s (données fournies par Snecma). Ces pièces sont considérées sans vernis ni revêtement afin de se placer dans le cas le plus défavorable (usure complète de ces deux éléments par fretting). Par soucis d'approvisionnement, tous les échantillons utilisés dans ces travaux proviennent d'une plaque (i.e. laminée) de Ti6Al4V qui a subi un revenu dans le domaine α. La problématique industrielle se concentre autour de deux axes majeurs :

— **Étude de l'évolution du coefficient de frottement entre l'aube et le disque lors d'ingestion d'oiseaux.** Cela concerne la prédiction du comportement dynamique des aubes à l'aide de moyens numériques. La valeur du coefficient de frottement est un paramètre d'entrée des modèles qui conditionne la vitesse et la direction d'éjection des aubes. L'objectif de notre étude est de comprendre l'influence qu'ont la vitesse de glissement initiale et la pression normale apparente appliquée (autres grandeurs d'entrée des modèles numériques) sur la valeur de l'effort de frottement. Un modèle de calcul de ce dernier permettrait de s'affranchir ou tout du moins de réduire le nombre d'essais tribologiques nécessaire à sa détermination.

— **Analyse des mécanismes d'usure et de l'évolution de la microstructure des pièces en contact.** L'intérêt principal est de lutter contre ces endommagements : en connaissant les phénomènes ayant causé leur activation, il est possible d'évaluer

les revêtements existants ou d'en créer de nouveaux. Dans un second temps, cela permettrait d'apporter des informations quant à la potentielle réutilisation des pièces après ingestion.

Lors de sollicitations tribologiques extrêmes, la nature du matériau est un paramètre particulièrement influent. Les propriétés thermomécaniques de l'alliage de titane Ti6Al4V vont déterminer la réponse de l'interface. Ses propriétés thermiques conditionneront notamment l'évolution de la température au cours du glissement. Ces différentes sollicitations thermomécaniques vont être à l'origine de l'évolution de la microstructure. Il parait donc important de s'intéresser aux changements de phase auxquels peut être soumis l'alliage étudié.

1.2 Le titane et ses alliages

Bien que l'élément titane Ti ait été découvert dès 1790, il faudra attendre 1950 pour qu'il commence à être utilisé industriellement. Ses propriétés peuvent être classées en deux catégories : nature de surface et propriétés mécaniques. Sa forte résistance à la corrosion dans différents environnements agressifs (corrosion chimique, résistance à l'oxydation jusqu'à 600°C) est particulièrement appréciée dans l'industrie chimique. Mais c'est sa résistance mécanique spécifique élevée (exprimée selon le quotient résistance à la traction / masse volumique) qui en font un candidat privilégié dans l'industrie aéronautique. Parmi les avantages principaux du titane, on retrouve :

— sa masse volumique qui correspond à 60 % de celle de l'acier (ρ = 4,5 g·cm^{-3}),

— ses caractéristiques mécaniques qui restent élevées jusqu'à une température d'environ 600 °C,

— son coefficient de dilatation, légèrement inférieur à celui de l'acier, est inférieur de 50 % à celui de l'aluminium,

— son module d'Young élevé (environ 100 GPa).

Les propriétés physiques du titane sont comparées à celles d'autres matériaux et reportées dans le tableau 1.1. On retrouve les propriétés mécaniques intéressantes évoquées précédemment, par contre on note sa faible conductivité thermique par rapport aux autres métaux (quasiment cinq fois inférieure au fer).

	Mg	**Al**	**Ti**	**Fe**	**Cu**
Masse volumique (k·cm^{-3})	1 740	2 700	4 500	7 860	8 940
Module d'élasticité (GPa)	45	70	110	210	120
Point de fusion (°C)	650	660	1 670	1 535	1 084
Conductivité thermique à 20°C (W·m^{-1}·Kg^{-1})	146	240	16.7	71	380
Coefficient de dilatation (10^{-6} m·K^{-1})	25.7	24.6	8.5	11.9	16.4

Tableau 1.1 – Propriétés physiques du titane et d'autres métaux [Robert 2007].

La figure 1.5 résume le domaine d'utilisation de plusieurs matériaux dans l'aéronautique en fonction de la température et du rapport entre contrainte en service et densité. Les densités des différents matériaux varient de 1.8, pour les composites utilisés à basse température, à 9 pour les super alliages destinés à des sollicitations thermiques très importantes. Le domaine d'utilisation du titane (en jaune sur la figure 1.5) est très vaste (jusqu'à 700°C) pour des contraintes en service pouvant dépasser le gigapascal.

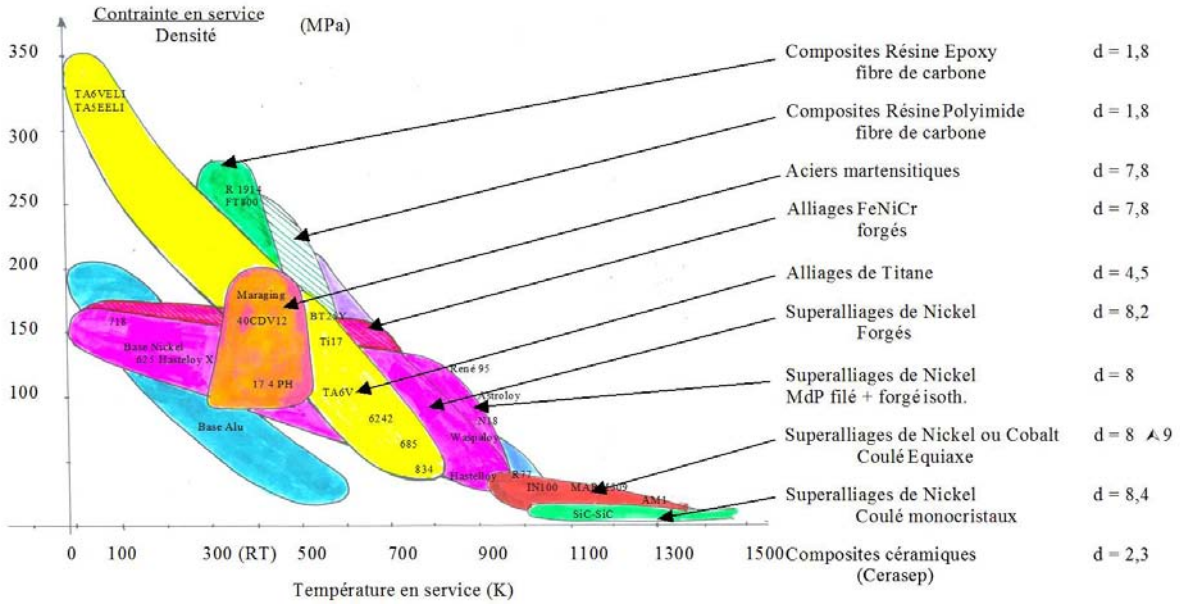


FIGURE 1.5 – Utilisation des alliages de titane dans l'industrie aéronautique (d : densité).

1.2.1 Aspects métallurgiques du titane pur

1.2.2 Les alliages de titane

1.2.2.1 Effets des éléments d'addition

Le titane est souvent utilisé sous forme d'alliage. Les éléments d'addition stabilisent soit la phase α (élément alphagène), soit la phase β (élément bêtagène).

Les éléments alphagènes sont : l'aluminium (Al), l'oxygène (O), le carbone (C) et l'azote (N).

Parmi les éléments bêtagènes, on distingue :

— les éléments β isomorphes, miscibles en toutes proportions dans la phase β : l'hydrogène (H), le molybdène (Mo), le vanadium (V) et le niobium (Nb),

— les éléments β eutectoïdes, pouvant former des précipités, tels que : le manganèse (Mn), le fer (Fe), le chrome (Cr), le silicium (Si), le nickel (Ni) et le cuivre (Cu).

Enfin, certains éléments sont qualifiés de neutres, tels que le zirconium (Zr) et l'étain (Sn).

Outre leur action sur les équilibres thermodynamiques, les éléments d'addition :

— ont une influence propre sur les propriétés des phases (par effet de solution solide d'insertion ou de substitution),

— conditionnent la cinétique de transformation β -> α (création d'états métastables à évolution plus ou moins lente).

Les éléments d'addition vont donc stabiliser les phases α ou β en plus ou moins grande quantité à la température ambiante.

1.2.2.2 Types d'alliages

Les effets des éléments alphagènes et bêtagènes étant approximativement additifs, on peut classer les différents alliages de titane en trois grandes familles selon leur proportion de phase α et β retenue à la température ambiante :

— les alliages α (100% α à 20°C) et quasi-α (possédant très peu de phase β stable, et proches des alliages α) : ils possèdent une bonne stabilité sous contrainte à chaud, une bonne tenue au fluage jusqu'à 650°C, ainsi qu'une bonne soudabilité. Ils sont principalement utilisés pour des applications aux températures cryogéniques. La ductilité au pliage est par contre inférieure à celle des alliages α + β et considérablement plus faible que celle des alliages β et les traitements thermiques n'ont que peu d'utilité sur ce type d'alliage,

— les alliages β (100% de phase β à 20°C) et quasi-β (ou β métastables, possédant peu de phase α et proches des alliages β) : ils possèdent une excellente ductilité et résistance mécanique élevée à l'état trempé. Il est possible d'obtenir de très hautes résistances, à l'ambiante, éventuellement après conformation à froid. La tenue à l'oxydation et au fluage est mitigée. La température maximale d'emploi est de 350 à 450°C selon les alliages,

— les alliages biphasés α + β : Les concentrations en éléments alphagènes et bétagènes sont suffisantes pour obtenir un large domaine biphasé à température ambiante, comme c'est le cas pour l'alliage étudié : le Ti6Al4V. Les caractéristiques mécaniques peuvent être élevées en appliquant un traitement thermique. Ils résistent bien à l'oxydation. La soudabilité peut être difficile en fonction des nuances et des procédés, et la trempabilité reste limitée.

Les structures d'équilibre typiques ont été représentées schématiquement sur la figure 1.6. Les alliages les plus utilisés dans l'industrie ainsi que l'effet de la structure sur les principales propriétés d'emploi sont indiqués. On note, en particulier, l'effet du pourcentage de phase β sur leur réponse au traitement thermique [Combres et Champin 1995]. Il sera donc important de connaître précisément les sollicitations thermomécaniques induites lors d'interactions à haute vitesse de glissement.

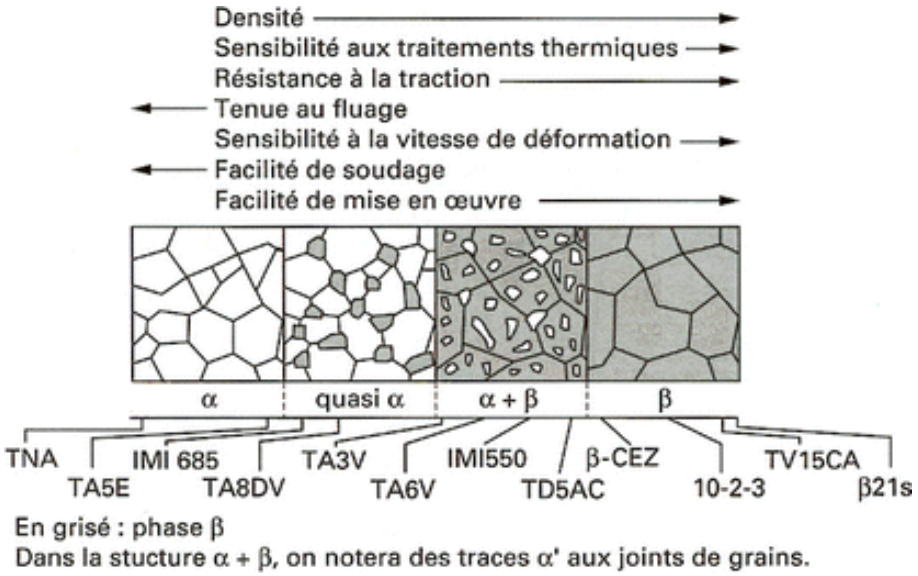


FIGURE 1.6 – Représentation schématique des structures micrographiques d'équilibre des alliages de titane [Combres et Champin 1995].

1.2.2.3 Transformations de phase

Le titane non allié possède, à la température ambiante, une structure cristalline hexagonale compacte appelée phase α ($a_\alpha = 2,950$ Å, $c_\alpha/a_\alpha = 1,587$). Au cours du chauffage, la transformation allotropique du titane intervient à 882°C, qui correspond au passage de la phase α à la phase β. Cette dernière est de réseau cristallin cubique centré ($a_\beta = 3,32$ Å à 900°C). La température à laquelle a lieu la transformation allotropique est appelée "transus β". La figure 1.7 illustre la transformation allotropique du titane pur.

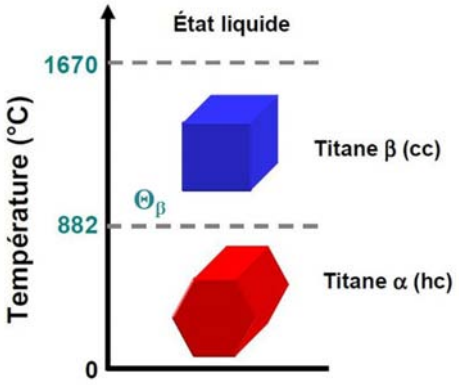


FIGURE 1.7 – Cristallographie du titane pur [Gautier 2004].

La transformation allotropique $\alpha \rightarrow \beta$ est valable pour l'ensemble des alliages de titane, seule la valeur de la température de transition Θ_β varie en fonction des éléments d'addition. Les conditions dans lesquelles les transformations de phase ont lieu telles que la température maximale, le temps de maintien à haute température et la vitesse de

refroidissement vont conditionner le type de microstructure obtenue [Puerta Velasquez 2007]. Il est ainsi possible de modifier d'un facteur de 1 à 2 la résistance à la traction, de 1 à 10 la ductilité, de 1 à 2 la ténacité et de 1 à 5 la tenue au fluage [Colombie 1993]. Les températures atteintes au cours des interactions de glissement vont donc avoir une influence directe sur les propriétés mécaniques des matériaux en contact.

La transformation allotropique $\beta \rightarrow \alpha$ du titane, illustrée en figure 1.8, présente les caractères spécifiques de la transformation martensitique, selon le mécanisme proposé par Bürgers pour le zirconium [Castro et Seraphin 1966]. La figure montre que l'on peut passer de la forme cubique centrée à la forme hexagonale par un faible déplacement (inférieur à une distance inter atomique) de quelques atomes et par un léger réarrangement de ceux-ci : ce mécanisme est caractéristique des réactions sans diffusion. Dans cette transformation, on a les correspondances cristallographiques suivantes :

— $(110)_\beta$ // $(0001)_\alpha$

— $[\bar{1}1\bar{1}]_\beta$ // $[2\bar{1}\bar{1}0]_\alpha$

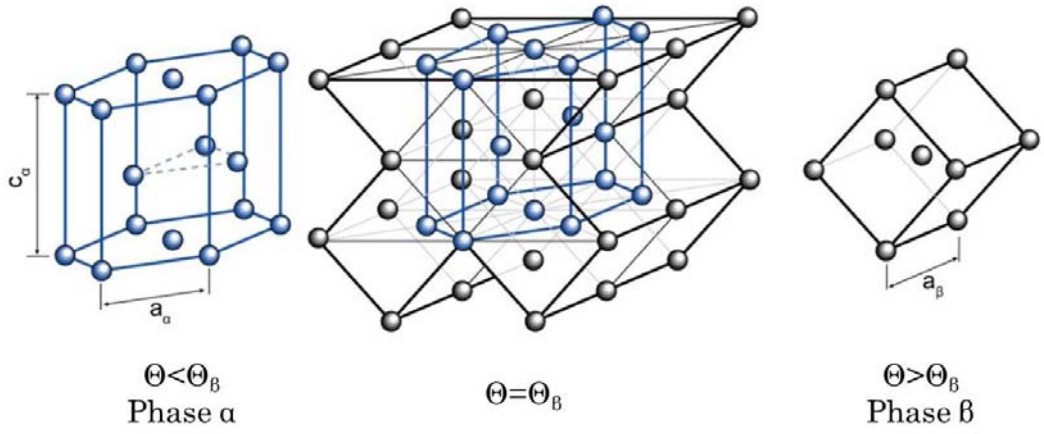


FIGURE 1.8 – Transformation $\beta \rightarrow \alpha$ du titane [Germain 2005].

Dans le cas d'une trempe depuis le domaine β, il se produit une transformation de type martensitique, donnant naissance à la phase α', hexagonale compacte, et α'', orthorombique. La phase α' est formée sans diffusion, c'est une phase hors équilibre. Elle se présente sous forme de très fines aiguilles, organisées en colonies de même orientation cristallographique, qui ont précipité à partir des grains β. Le mécanisme de transformation s'interprète par un cisaillement de la phase mère sans recours à un régime diffusionnel. La composition de la phase α' est la même que celle de la phase β mais sa structure correspond à celle de la phase α hexagonale compacte. La relation d'orientation de Bürgers est conservée [Germain 2005]. La phase α'' précipite dans une phase β contenant $10 \pm 2\%$

de Vanadium lors de trempe depuis des températures situées entre 750 et 900°C [Robert 2007].

1.2.3 L'alliage étudié : le Ti6Al4V

1.2.3.1 Généralités

L'alliage ici étudié, le Ti6Al4V, est un compromis entre résistance mécanique et ténacité, il possède une faible densité et une excellente résistance à la corrosion. Il constitue l'un des alliages de titane les plus utilisés dans l'industrie (50% de la production de titane). Sa composition chimique est présentée dans le tableau 1.2.

Élément	**Ti**	**Al**	**V**	**Fe**	**O**	**C**	**N**	**H**
% masse	Base	$5.5 - 6.74$	$3.5 - 4.5$	< 0.25	< 0.2	< 0.08	< 0.05	< 0.01

Tableau 1.2 – Composition chimique du Ti6Al4V.

A température ambiante, le Ti6Al4V est biphasé α (HCP) + β (CC) avec un très faible pourcentage de phase β. Au cours du chauffage lent, il y a dissolution de la phase α, et la fraction de phase β augmente pour être égale à 1 aux températures supérieures à la température de transus Θ_β. Elle est de structure cubique centrée. La température de fusion du Ti6Al4V se situe vers 1 650°C et sa température d'ébullition est autour de 3 285°C. Le diagramme pseudo-binaire du Ti6Al4V est présenté en figure 1.9. La transformation de type martensitique décrite précédemment débute à 780°C (Ms) et se termine à 650°C (Mf) [Hocheid *et al.* 1970].

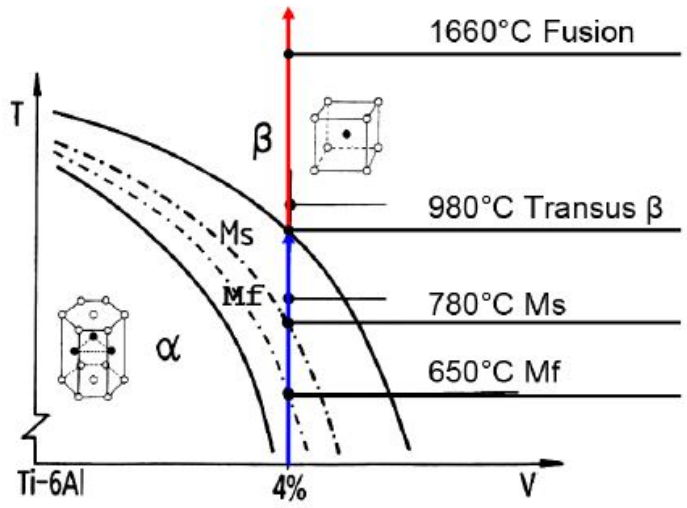


FIGURE 1.9 – Diagramme pseudo-binaire du Ti6Al4V [Robert 2007].

1.2.3.2 Microstructure du Ti6Al4V

La microstructure du Ti6Al4V laminé après un revenu dans le domaine α, utilisé dans ces travaux, est présentée en figure 1.10. Le choix d'un alliage laminé est conditionné par le fait que cette microstructure est particulièrement proche de celle des aubes de soufflante.

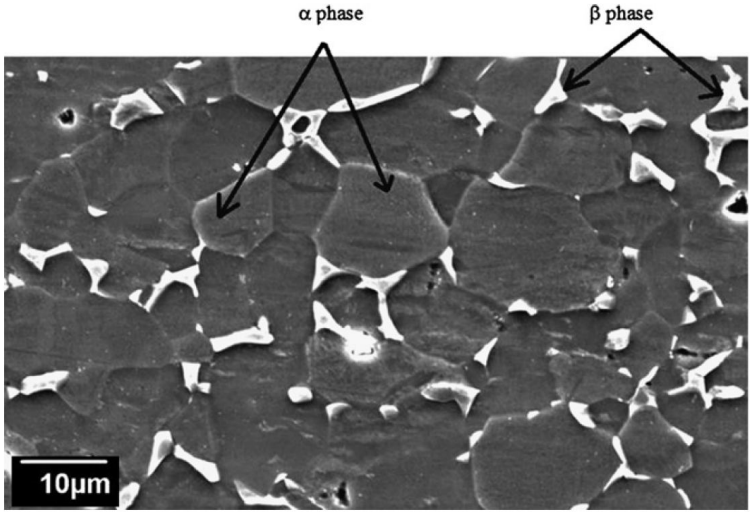


FIGURE 1.10 – Microstructure vierge du Ti6Al4V [Faure *et al.* 2012].

On retrouve une microstructure équiaxe en α. La formation de cette microstructure est détaillée dans les travaux de thèse de Germain [2005]. Des grains équiaxes sont obtenus par déformation d'une structure lamellaire ou martensitique dans le domaine α/β suivi d'une mise en solution [Weiss et Semiatin 1999]. Les lamelles α déformées dans le domaine α/β se fractionnent. Deux mécanismes sont mis en évidence : la formation de sous-joints à l'intérieur des lamelles, si la déformation est homogène, et le cisaillement local des lamelles, si la déformation est hétérogène. La désorientation entre les sous-grains ainsi formés est faible dans le premier cas et plus importante dans le second. La séparation de ces fragments passe par la pénétration de la phase β, le long des interfaces α/α jusqu'à obtention de l'équilibre des énergies interfaciales. Un revenu après déformation assure la formation de la structure équiaxe. La structure prend l'allure d'un état recristallisé, cependant la taille des grains n'excède pas la largeur des lamelles initiales. Dans notre cas, la taille des grains alpha est de l'ordre de 5 µm et peut atteindre au maximum une quinzaine de micromètres.

Les interactions de frottement à grande vitesse peuvent agir comme un traitement thermique. En effet les faibles temps de contact, associés à des hautes températures avec un refroidissement à l'air peuvent conduire à une modification de la microstructure d'origine. Différents exemples de microstructures obtenues après traitement thermique sont illustrés en figure 1.11 pour le cas du Ti6Al4V. On retrouve une influence de la microstructure sur les propriétés mécaniques du matériau. Par exemple en augmentant la taille

des grains α dans une structure équiaxe [Combres 2012] : la contrainte critique diminue (relation de Hall-Petch), la ductilité décroît, la ténacité est réduite, la résistance au fluage augmente, et les vitesses de fluage, notamment dans le régime stationnaire, sont inversement proportionnelles à la taille des grains.

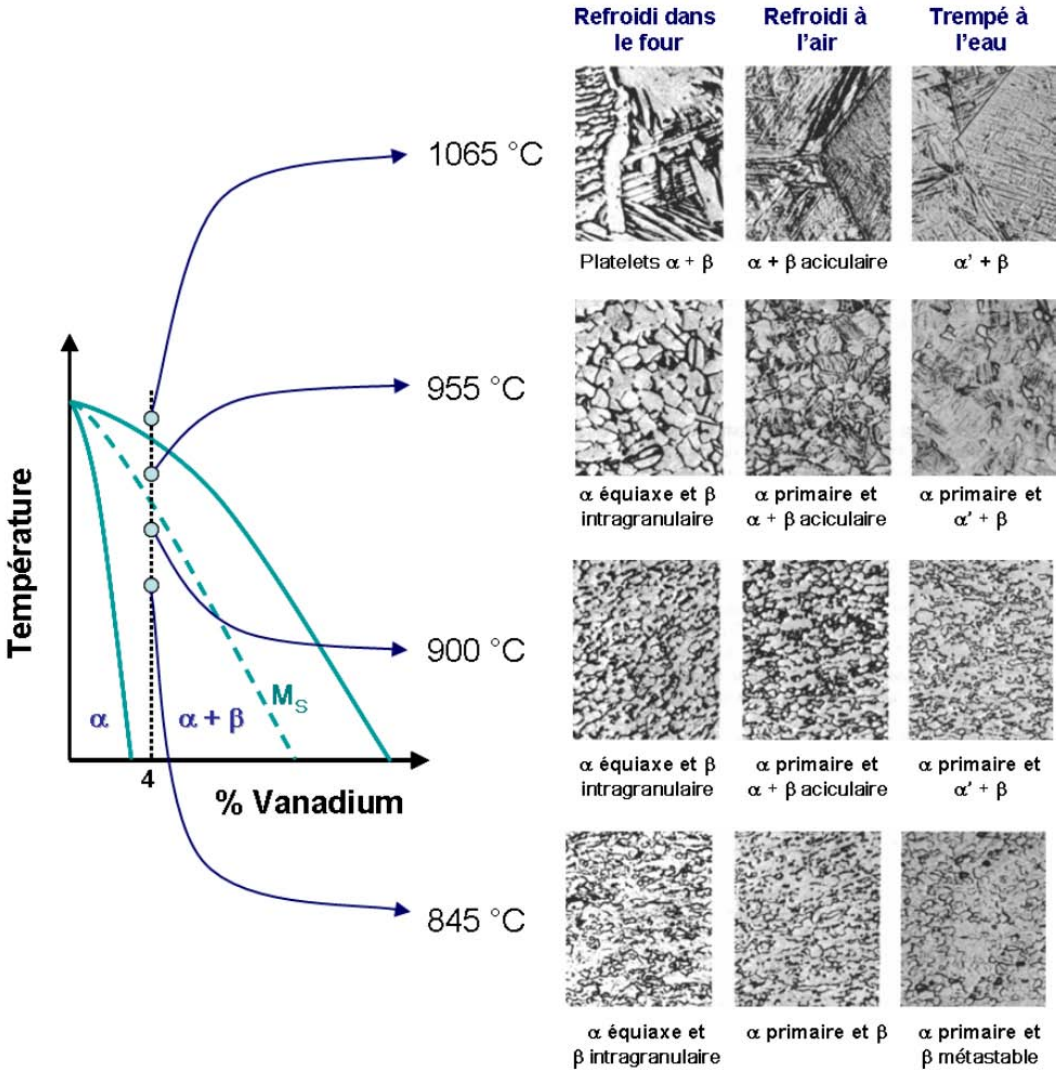


FIGURE 1.11 – Microstructures du Ti6Al4V obtenues par différents types de refroidissements [Donachie 1988].

1.2.3.3 Propriétés mécaniques et physiques du Ti6Al4V

Les principales caractéristiques physiques de l'alliage Ti6Al4V sont présentées dans le tableau 1.3. Ces valeurs conditionnent le comportement élastique du matériau à température ambiante Θ_{amb}.

	Propriétés (à Θ_{amb})	**Valeurs**	**Unité**
Θ_{eb}	Température d'ébullition	3 285	°C
Θ_{fusion}	Température de fusion	1 650	°C
Θ_{β}	Température de transus β	980	°C
ρ	Densité	4 400	$kg{\cdot}m^{-3}$
c	Capacité thermique massique	500	$J{\cdot}kg^{-1}{\cdot}K^{-1}$
α_{dil}	Coefficient de dilatation thermique	$8\ 10^{-6}$	K^{-1}
k	Conductivité thermique	7	$W{\cdot}m^{-1}{\cdot}K^{-1}$
L	Enthalpie de fusion	360	$J{\cdot}g^{-1}$
η	Viscosité dynamique du liquide	$5.2\ 10^{-3}$	Pa·s
ν	Coefficient de Poisson	0.33	
E	Module d'Young	110	GPa
R_e	Limite élastique à la traction	870	MPa
R_m	Résistance maximale à la traction	1 050	MPa
A	Allongement à la rupture	14	%
H_0	Dureté	36	HRC

Tableau 1.3 – Propriétés physiques du Ti6Al4V [Robert 2007].

Ce travail de recherche porte sur une étude du frottement à haute vitesse de glissement où la vitesse de déformation, la température ou encore le niveau de déformation vont fortement évoluer au cours de chaque essai. Or, le comportement du titane étant thermo-viscoplastique, il est important de lui associer une loi de comportement dans le domaine plastique. Il en existe plusieurs dans la littérature [Khan et Liang 1999, Khan *et al.* 2004, Klopp *et al.* 1985, Johnson et Cook 1983, Bonnet et Klepaczko 2002]. La plus répandue est certainement celle de Johnson-Cook :

$$\bar{\sigma} = \left[A_{JC} + B_{JC}\,(\bar{\epsilon}^P)^{n_{JC}}\right]\left[1 + C_{JC}\,ln\left(\frac{\dot{\bar{\epsilon}}^P}{\dot{\epsilon_0}^P}\right)\right]\left[1 - \left(\frac{\Theta - \Theta_{amb}}{\Theta_{fusion} - \Theta_{amb}}\right)^{m_{JC}}\right] \qquad (1.1)$$

où $\bar{\sigma}$ représente la contrainte équivalente de Von Mises, $\bar{\epsilon}^P$ et $\dot{\bar{\epsilon}}^P$ sont respectivement la déformation plastique et la vitesse de déformation plastique équivalentes. Θ, Θ_{amb}, Θ_{fusion} sont respectivement la température, la température ambiante et de fusion. n_{JC}, C_{JC} et m_{JC} correspondent aux coefficients de sensibilité à l'écrouissage, à la vitesse de déformation et à la température. Les paramètres A_{JC} et B_{JC} sont des constantes liées au matériau qui sont déterminées expérimentalement (machine de traction avec enceinte

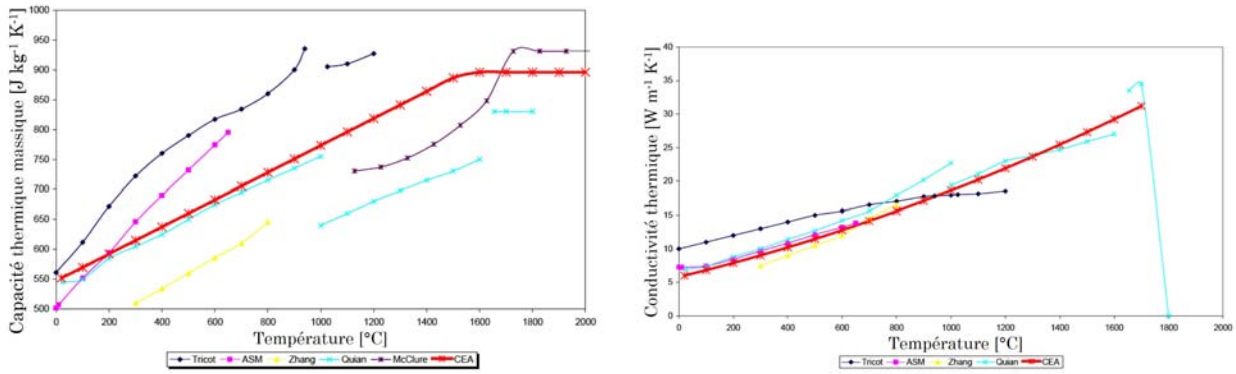
thermique, barres d'Hopkinson). Les valeurs utilisées dans la suite de ces travaux sont celles mesurées par Meyer et Kleponis [2001] :

A_{JC} [MPa]	B_{JC} [MPa]	n_{JC}	C_{JC}	m_{JC}	$\dot{\epsilon}_0^p$ [s^{-1}]	Θ_{fusion} [°C]	Θ_{amb} [°C]
862.5	331.2	0.34	0.0012	0.8	1	1650	20

Tableau 1.4 – Paramétres utilisés dans la loi de Johnson-Cook [Meyer et Kleponis 2001].

1.2.3.4 Sensibilité des propriétés mécaniques à l'élévation de la température

Un élément important caractérisant le matériau étudié est sa forte dépendance à la température. Tricot [1988] présente l'évolution de la capacité thermique et de la conductivité thermique en fonction de la température en figure 1.12a et 1.12b. On y retrouve les valeurs mesurées par le CEA comparées à celles obtenues par d'autres auteurs. Les valeurs du CEA sont celles qui couvrent la plage de température la plus importante. Une évolution quasi linéaire jusqu'à la température de fusion semble pouvoir être considérée.



(a) Capacité thermique massique. [Tricot 1988] (b) Conductivité thermique. [Tricot 1988]

FIGURE 1.12 – Evolution des propriétés thermiques du Ti6Al4V en fonction de la température.

En se basant sur ces résultats, les valeurs utilisées dans la suite de ces travaux sont :

	Conductivité thermique [W·m^{-1}·K^{-1}]		**Capacité thermique massique** [J·kg^{-1}·K^{-1}]		**Diffusivité thermique** [mm^2·s^{-1}]	
	Θ_{amb}	Θ_{fusion}	Θ_{amb}	Θ_{fusion}	Θ_{amb}	Θ_{fusion}
Ti6Al4V	7	30	500	900	3.2	7.6

Tableau 1.5 – Propriétés thermiques du Ti6Al4V utilisées dans ces travaux.

On note que la diffusivité thermique double entre les températures ambiante et de fusion. L'estimation des propriétés thermiques de l'alliage étudié repose sur la connaissance de la température au niveau de l'interface de contact. Les paramètres influant sur le frottement sec (températures et efforts atteints) vont donc aussi intervenir sur l'évolution de la microstructure et sur les propriétés thermomécaniques du matériau (cf. loi de comportement et propriétés thermiques).

1.3 Le frottement sec

Le frottement est associé aux pertes énergétiques lors du mouvement. Il est défini par "une action de deux ou plusieurs corps qui se touchent et qui sont en mouvement les uns par rapport aux autres". On l'associe souvent à une source d'usure ou de rupture des pièces mécaniques.

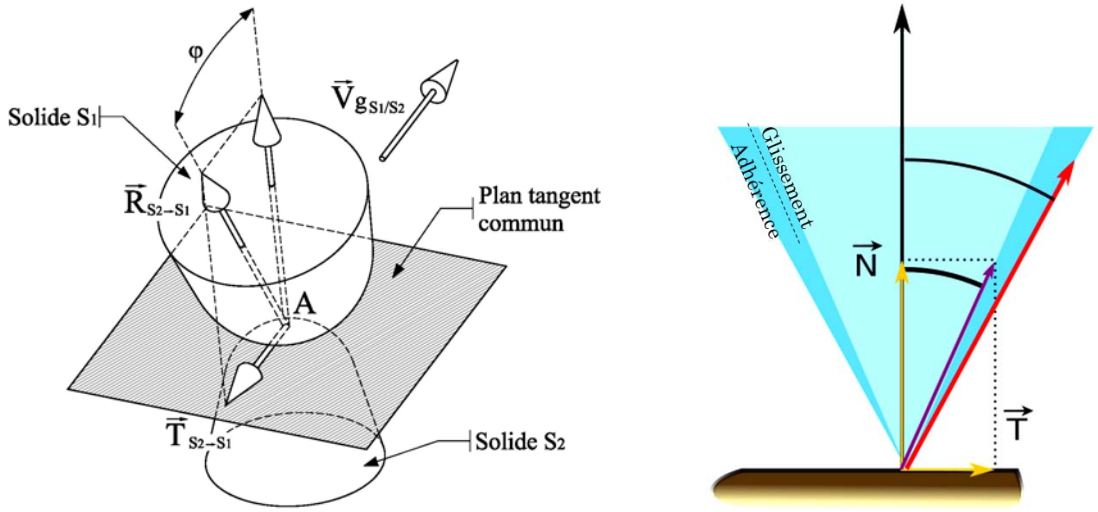
Le fait de contourner cet effort de frottement a depuis toujours stimulé l'imagination humaine. Des dessins représentant des moyens de s'en affranchir datent de 3 000 ans avant Jesus-Christ. De nos jours, les frottements à l'intérieur d'un moteur à combustion interne sont par exemple à l'origine de pertes importantes. Une réduction du frottement de 10 à 15% dans l'ensemble segments-piston-chemise permettrait d'améliorer la consommation en carburant de 1 à 3% [Caciu 2006]. La tribologie est la science qui étudie les phénomènes susceptibles de se produire entre deux systèmes matériels en contact, immobiles ou animés de mouvements relatifs. Ce terme recouvre, entre autres, tous les domaines du frottement, de l'usure et de la lubrification. Elle fait appel au génie mécanique, à la science des matériaux et à la chimie.

Les études tribologiques sont généralement divisées en deux domaines : les études dites de "frottement sec" et de "frottement lubrifié". L'insertion d'un lubrifiant à l'interface de contact permet dans certains cas d'abaisser les efforts de frottement et permet de contrôler la nature chimique de l'interface. Le frottement étant par définition la résistance au glissement, cette distinction peut paraitre ambiguë dans le sens où un film est aussi à l'origine d'une résistance au glissement (cf. viscosité). De plus, deux corps dits "secs" peuvent conduire à la création d'un film lubrifiant (cf. lubrification solide). Cela permet néanmoins de distinguer les cas pour lesquels on introduit de manière volontaire un lubrifiant des autres études. Notre étude se place dans le cadre du frottement sec.

Les études tribologiques font souvent référence à un paramètre universel de la "mesure du frottement" : le coefficient de frottement. Ce rapport entre l'effort tangentiel et l'effort normal a longtemps été considéré comme une constante ne dépendant que du couple de matériaux en contact. On retrouve souvent dans les ouvrages de mécanique la valeur de 0.2 pour un contact acier-acier, ou encore des abaques associées à un couple tribologique et à des conditions de contact. Bien que ce rapport soulève certaines interrogations (dans certains cas, il existe une résistance au glissement malgré le fait qu'aucune force normale ne soit appliquée), il offre la possibilité de pouvoir comparer différentes conditions de contact.

1.3.1 Identification du frottement dans une liaison

Un contact parfait entre deux solides S_1 et S_2 a lieu lorsque la résultante des efforts est perpendiculaire au plan tangent commun du contact. On parle de frottement lorsqu'une composante tangentielle s'oppose au mouvement, la résultante mécanique est alors inclinée d'un angle φ tel qu'illustré en figure 1.13a.



(a) Définition d'une liaison avec frottement entre les solides S_1 et S_2.

(b) Définition des cônes de frottement d'adhérence et de glissement.

FIGURE 1.13 – Identification du frottement dans une liaison [Philippon 2004].

Il y a deux situations à différencier dans l'étude du frottement :

— Si les corps ne glissent pas, la résultante des actions mécaniques peut s'écarter de la normale de contact jusqu'à une limite fixe, repérée en rouge sur la figure 1.13b. Le domaine délimité est le cône de frottement d'adhérence. On parle alors d'un coefficient de frottement statique, défini comme la tangente de l'angle entre l'axe vertical et le vecteur rouge.

— Si la vitesse entre les deux corps devient non nulle, la résultante des actions prend généralement une inclinaison repérée en violet sur la figure 1.13b. Le domaine considéré est le cône de frottement de glissement. Le coefficient de frottement cinématique correspond à la tangente de l'angle entre l'axe vertical et le vecteur violet.

Cette distinction, proposée par Coulomb (1781), a été redémontrée par Morin (1833-1835) qui note que la valeur de l'effort de frottement au départ n'a pas présenté la même constance et la même régularité que celle mesurée en mouvement. L'ensemble de ces travaux repose sur l'étude du frottement cinématique. La mise en mouvement ou plutôt la perte d'adhérence n'est pas étudiée.

1.3.2 Étude du frottement : lois fondamentales

L'étude du frottement, englobée sous le nom de la tribologie, a débuté au $15^{\text{ème}}$ siècle avec Léonard de Vinci. Il fut le premier à énoncer les lois fondamentales du frottement. Amontons (1699) a réalisé des études similaires deux siècles plus tard. Ces études ont permis de formuler que :

— la force de frottement T est proportionnelle à la charge normale appliquée N,

— la force de frottement T est indépendante de la surface apparente de contact S_{app}.

Coulomb s'est intéressé au frottement à l'occasion d'un prix de l'Académie des sciences en 1779. Ce prix portait sur "le frottement et la raideur des cordes", les expériences devaient être applicables aux machines utilisées dans la marine. La problématique principale portait sur la mise à l'eau des navires. Le frottement des flancs du bateau en bois contre les supports, eux aussi en bois, crée un tel échauffement qu'un feu se déclare. Sa "théorie des machines simples" qui regroupe tous ses résultats expérimentaux lui permet de remporter le prix de l'Académie des sciences en 1781. Il fut le premier à donner à la constante $\mu = T/N$ le nom de coefficient de frottement de glissement et à distinguer le coefficient de frottement statique du coefficient de frottement cinématique [Philippon 2004].

Il repropose les lois énoncées deux siècles auparavant, et les complète en ajoutant que :

— le coefficient de frottement μ est indépendant de la vitesse de glissement V.

A la même époque, Morin (1831) effectua un grand nombre de mesures sur des corps très variés, lubrifiés ou non, et déclara que les lois de Coulomb doivent être regardées "comme exactement conformes aux effets naturels et non plus comme des règles approchées dont on pouvait faire usage dans les applications aux arts sans s'exposer à des erreurs dangereuses ".

Bien que ces trois lois fondamentales aient été vérifiées dans de nombreux cas, elles doivent être utilisées avec prudence dans la mesure où elles ne sont pas valables pour tous les matériaux, quel que soit l'environnement et sous tout type de sollicitation [Takadoum 2007]. La remarque de Mercier & Dubois (1937) sur leurs travaux montrant l'influence de la vitesse, de la température, de la pression, de la dureté et du poli des surfaces frottantes sur le coefficient de frottement traduit l'imprécision des lois fondamentales : "Ces premières conclusions, bien incomplètes sans doute, ne manquent pas d'intérêt car elles montrent que les lois simples habituellement admises ne sont pas valables".

1.3.3 Les paramètres influants à haute vitesse de glissement

1.3.3.1 L'état de surface

Amontons (1699) attribue le frottement au fait que les surfaces des deux matériaux en contact soient inégales. Pour De Camus (1722), Euler (1748) puis Coulomb (1781) c'est l'ancrage mécanique des surfaces au niveau des aspérités qui est à l'origine du frottement.

Le Français Fichter écrivait en 1924 : "de même que l'on peut constater, sur deux corps rugueux frottant l'un sur l'autre, l'arrachement de petites particules, de même on trouve que deux surfaces polies, adhérant l'une à l'autre, par cohésion, ne peuvent être séparées par traction normale (à sec ...) sans l'arrachement de parties de ces surfaces. On est en droit de conclure qu'il y a eu, en ces points, soudure véritable ". Si l'imbrication des aspérités est une cause certaine du frottement, ce n'est pas la seule. Dans le cas de corps polis le frottement n'est pas nul. Il existe même un optimum de rugosité (Bochet 1858). Coulomb (1781) a déclaré que le frottement est indépendant de l'étendue des surfaces en contact, pourtant l'influence de l'attraction moléculaire a été signalée pour la première fois en 1751 par Desaguliers. La cohésion dépend du nombre de points de contact et de l'étendue des surfaces. Il parait clair que dans l'immense majorité des cas où seuls les sommets des aspérités sont en contact avec le corps antagoniste, les forces de cohésion sont négligeables. On retrouve ici la deuxième loi d'Amontons (1699).

Bowden et Tabor [1950] attribuent le frottement à la formation et à la rupture de jonctions aux points de contact entre les surfaces antagonistes [Takadoum 2007]. Ils estiment expérimentalement, par mesure de la résistance électrique, que le nombre restreint de zones de contact dépend de l'état de surface, de la rigueur géométrique des pièces et de la charge. Outre les phénomènes d'enchevêtrement des rugosités, il se produirait une succession de soudures partielles suivi de l'arrachement des éléments amenés en contact. La vitesse de glissement, la charge normale ou encore la température à l'interface sont autant de paramètres qui peuvent conduire à la création de nombreux points de contact. Différents cas de figure peuvent se présenter en fonction de la résistance au cisaillement des soudures et de celle des corps. Si la résistance au cisaillement des soudures est supérieure à celle d'un des corps en contact, la rupture a lieu à l'intérieur du corps le plus tendre et le frottement du corps A sur le corps B se transforme en frottement du corps B sur lui même. On parle dans ce cas de frottement par soudure. Si la résistance au cisaillement des soudures est inférieure aux deux corps en contact, il n'y a ni transfert de matière, ni lésion des deux surfaces. Le coefficient de frottement, dans le cas de frottement par cisaillement, sera inférieur au cas précédent.

Molinari *et al.* [1999] distinguent les aspérités adhésives, sujettes au cisaillement, des autres aspérités. La charge normale étant supportée par toutes les aspérités, une autre interprétation du coefficient de frottement serait :

$$\mu = \frac{\tau}{p}\frac{S_r}{S_{app}} \tag{1.2}$$

où τ est la contrainte de cisaillement au sein d'une aspérité adhésive et p est la pression normale apparente appliquée. Dans ce cas, le rapport entre surface réelle S_r et surface apparente S_{app} intervient au premier ordre dans le calcul du coefficient de frottement. La figure 1.14 illustre les surfaces apparentes et réelles de contact entre deux corps glissants.

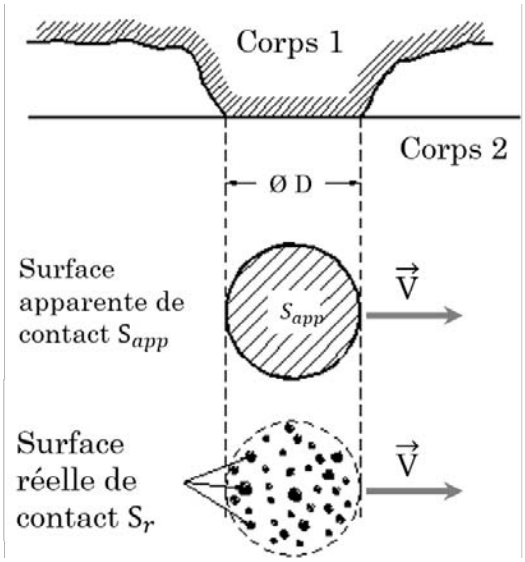


FIGURE 1.14 – Surfaces apparente et réelle de contact entre deux corps glissants [Archard 1959b].

Certains auteurs supposent que c'est la taille moyenne des aspérités qui augmente avec la charge normale tandis que d'autres considèrent que la taille d'une aspérité reste constante et que c'est le nombre de ces dernières qui augmente avec la charge. Il est donc nécessaire d'établir une relation entre l'aire de contact réelle et la charge normale appliquée. Cette question a été traitée dans la littérature par Archard [1959b], ainsi que par Bowden et Tabor [1950; 1964] qui ont établi que, dans le cas d'un contact plastique, la relation suivante est vérifiée :

$$\frac{S_r}{S_{app}} = \frac{N}{S_{app}H_0} = \tilde{F} \tag{1.3}$$

où N est la charge normale, H_0 la dureté du matériau le plus mou, et $\tilde{F}$ la force normale normalisée. Lim et Ashby [1987], Lim *et al.* [1989] estiment que c'est le nombre d'aspérités n_{asp} en contact qui pilote l'évolution de la surface réelle de contact. Le rayon

d'une aspérité r_a serait de l'ordre de 10^{-5} m. Ils proposent la relation suivante basée sur la probabilité de créer un nouveau contact :

$$n_{asp} = (\frac{r_0}{r_a})^2 \, \tilde{F} \, (1 - \tilde{F}) + 1 \tag{1.4}$$

où r_0 est le rayon du pion (dans le cas d'une configuration de type pion sur disque).

Bien que l'expression proposée, et la valeur du rayon d'une aspérité soient discutables, on observe la dépendance du nombre d'aspérités en contact n_{asp} à la charge normale appliquée.

Ces différentes études permettent d'établir que l'état de surface, et donc la rugosité ont une influence capitale sur la valeur du coefficient de frottement. Lim *et al.* [1989] notent pourtant que pour des vitesses de glissement supérieures à 1 m/s, c'est la vitesse de glissement qui pilote l'évolution du coefficient de frottement et non la rugosité. A basse vitesse la puissance dissipée ne permet pas de modifier de façon drastique l'état de surface initial alors qu'à plus haute vitesse il dépend des conditions de sollicitation (et non plus de l'état de surface initial). La très faible influence de ce paramètre à haute vitesse s'explique par la génération de chaleur à l'interface, les niveaux de déformation plastique importants, et l'usure. La vitesse minimale étudiée dans ces travaux étant de 8 m/s, l'état de surface initial (la rugosité arithmétique Ra est inférieure à 0.8 µm) ne sera pas pris en compte dans les analyses menées dans les prochains chapitres.

1.3.3.2 La pression normale

La première loi d'Amontons (1699), énoncée par Coulomb (1781), considère la force de frottement T comme proportionnelle à la charge normale appliquée N. Plusieurs expérimentateurs déduisent de leurs études que le coefficient de frottement μ diminue avec l'augmentation de la pression normale apparente p. Ce serait donc le rapport $p = N/S_{app}$ qui influence la valeur du coefficient de frottement. Bochet (1858), qui a réalisé des études jusqu'à 25 m/s, est surement le premier à proposer une relation entre le coefficient de frottement et la surface de contact pour une même force normale appliquée. Selon lui, il existe une pression critique pour laquelle le coefficient de frottement est minimal (cf. figure 1.15).

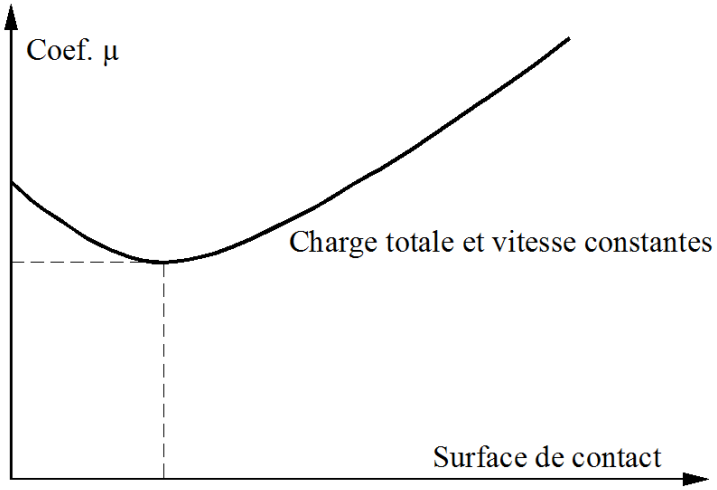


FIGURE 1.15 – Influence de l'étendue de la surface de contact apparente sur le coefficient de frottement d'après Bochet (1858).

Plusieurs auteurs retrouvent l'influence de ce paramètre tel que Montgomery [1976] dans le cas des très grandes vitesses. Le but de ses travaux était d'étudier l'influence de plusieurs paramètres sur l'usure des fûts de canon pour l'armée américaine. Les résultats de cette étude n'ont été publiés qu'à la fin des années 70, soit plus de vingt ans après leur réalisation car ils étaient classés confidentiels. Il utilise pour cela un tribomètre de type pion-disque de l'institut Franklin pour des pressions allant de 5 à plus de 140 MPa et des vitesses de glissement comprises entre 3 et 550 m/s. La figure 1.16 permet d'observer l'influence de la pression de contact à des hautes vitesses de glissement : cette dernière semble diminuer avec l'augmentation de la vitesse de glissement.

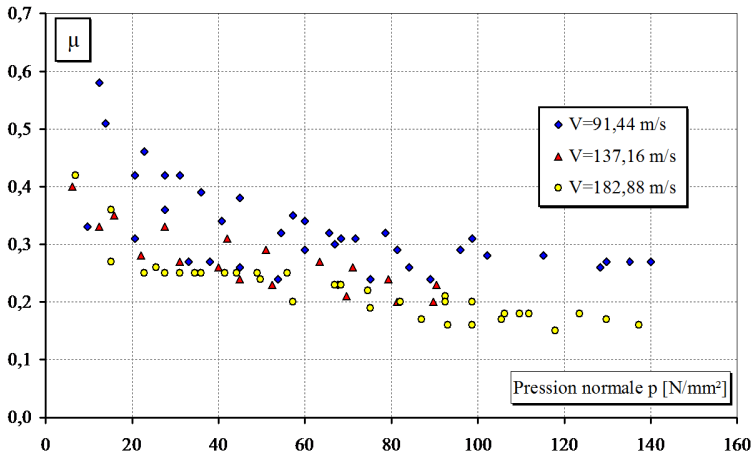


FIGURE 1.16 – Evolution du coefficient de frottement pour un contact acier - CuZn10 : influence de la pression normale apparente [Montgomery 1976].

De nombreuses études se basent sur l'évolution du rapport entre surface réelle et surface apparente de contact pour expliquer l'influence de la pression normale [Bay et Wanheim 1976b;c, Wanheim 1973, Pougis *et al.* 2013]. En effet, le fait d'augmenter la pression normale apparente conduit à une hausse du rapport S_r/S_{app}. On retrouve ici l'influence de l'aire réelle de contact abordée dans la section précédente. Cependant l'évolution de la surface réelle de contact S_r en fonction de la pression normale p appliquée n'a jamais été étudiée pour un contact entre deux pièces en Ti6Al4V.

Il est évident qu'à effort tangentiel constant, l'augmentation de l'effort normal conduit directement à l'abaissement du coefficient de frottement (i.e. $\mu = T/N$). Il semble admis dans la littérature, pour les hautes vitesses, que la pression normale apparente tend à abaisser le coefficient de frottement des couples métalliques mais aucune loi ou relation ne permet de lier directement la pression à la valeur du coefficient de frottement. A noter, que bien que ce dernier diminue avec l'augmentation de la pression normale apparente, l'effort de frottement augmente avec la hausse de la charge normale. Il y a donc une influence de la pression sur la puissance mécanique dissipée, et donc sur la quantité de chaleur évacuée dans le contact.

1.3.3.3 La vitesse de glissement

Plusieurs études expérimentales remettent en cause la loi énoncée par Coulomb (1781) qui énonce que le coefficient de frottement est indépendant de la vitesse de glissement. Bochet (1858) note que le coefficient de frottement diminue avec l'augmentation de la vitesse de glissement. Kimball (1877), dans le cadre d'un contact entre deux pièces en sapin, retrouve cette tendance : le coefficient de frottement augmente avec la vitesse puis diminue à partir d'une vitesse critique (voir figure 1.17). Blau [1995] considère que les lois fondamentales du frottement doivent être examinées avec beaucoup de prudence pour les hautes vitesses de glissement et les charges normales importantes.

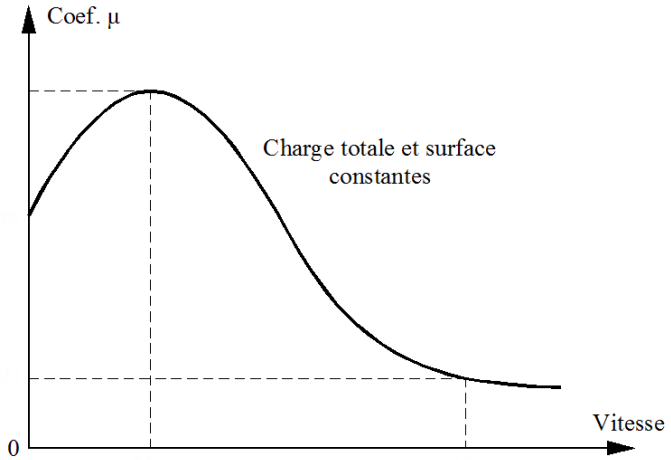


FIGURE 1.17 – Influence de la vitesse de glissement sur le coefficient de frottement pour un contact sapin - sapin [Kimball 1877].

La dépendance du coefficient de frottement à la vitesse de glissement pour les très hautes vitesses de glissement [Miller 1962, Bowden et Freitag 1958, Montgomery 1976, Lim *et al.* 1989, Prakash 1995, Philippon *et al.* 2004, Arnoux *et al.* 2011] a été largement observée dans la littérature pour les couples métalliques. On retrouve en figure 1.18 les valeurs collectées par Lim *et al.* [1989]. Il s'agit de différentes études du contact acier-acier sur un tribomètre de type pion-disque. Bien que la dispersion des résultats soit assez impressionnante, on note l'allure caractéristique du coefficient de frottement avec l'évolution de la vitesse de glissement. Ce dernier augmente jusqu'à une valeur critique puis diminue avec l'augmentation de la vitesse de glissement. Selon Earles et Kadhim [1965], le facteur $N^{1/2} \cdot V$, produit de la raciné carrée de la force normale par la vitesse de glissement, pilote l'évolution du coefficient de frottement pour des vitesses supérieures à 10 m/s. Selon Montgomery [1976], la création d'une couche de métal fondu au cours de l'essai explique, en partie, l'influence de la vitesse sur le coefficient de frottement.

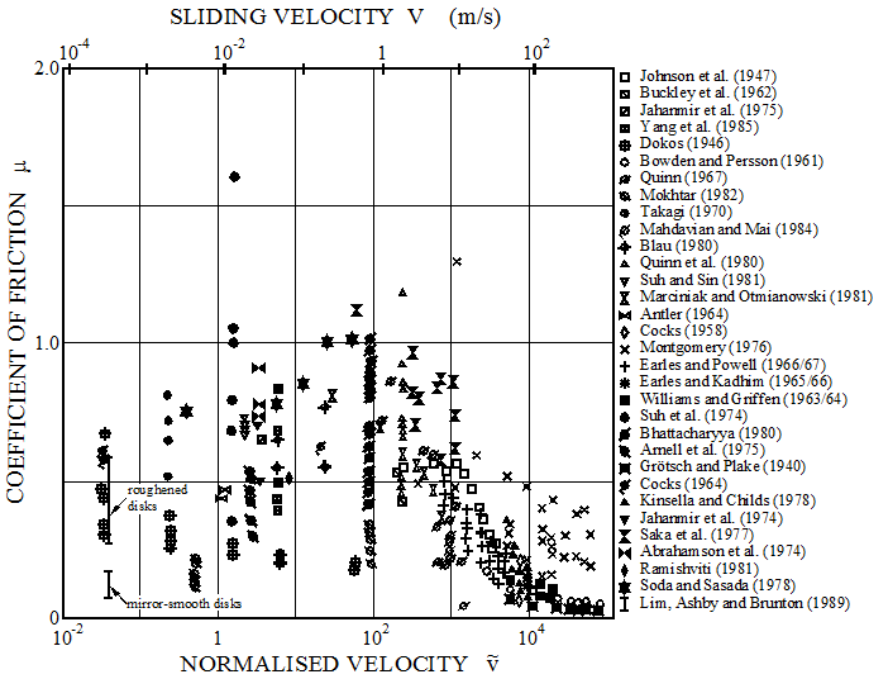


FIGURE 1.18 – Evolution du coefficient de frottement pour un contact acier-acier par plusieurs auteurs utilisant un tribomètre de type pion-disque Lim *et al.* [1989].

Les études recensées dans cette section semblent unanimes : pour les couples métalliques, passé une certaine vitesse critique, l'augmentation de la vitesse tend à abaisser la valeur du coefficient de frottement. Cet effet semble s'expliquer par la génération de chaleur et donc l'adoucissement du contact. Ce point n'a jamais été vérifié dans le cas d'un contact entre deux corps en alliages de titane.

1.3.3.4 La température

Lors du processus de frottement, une partie de l'énergie dissipée est convertie en énergie thermique. Plusieurs auteurs affirment que cette génération de chaleur a lieu au niveau atomique à l'extrême interface de contact [Landman *et al.* 1993], tandis que pour d'autres l'énergie est dissipée dans le "corps" du matériau [Rigney et Hirth 1979]. Des études expérimentales ont montré que 95% de l'énergie dissipée se situe dans les 5 premiers micromètres sous la surface de contact [Kennedy 1982].

Bien qu'il y ait des désaccords quant à la localisation de l'énergie dissipée (qui dépend de la nature des matériaux en contact), une grande partie des tribologues affirme que quasiment toute l'énergie issue du frottement est dissipée en chaleur [Kennedy 2000]. Les travaux de Bowden et Ridler [1936a] ont montré que les deux corps métalliques en contact lors du frottement restent relativement froids tandis que la température locale atteint des valeurs très élevées, parfois plus de 1 000°C. Kragelsky (1966) constate que la température

des surfaces frottantes peut varier entre 100°C et 1 000°C pour des vitesses de glissement de 10 à 100 m/s, ces températures seraient atteintes presque instantanément. Dans le cas où cette température locale dépasse la température de fusion de l'un des deux matériaux, on assiste à un adoucissement puis à un écoulement de matière. L'augmentation de la température peut aussi conduire à de l'oxydation, des transformations de phase, et à l'activation de phénomènes d'usure.

Selon Williams et Griffen [1964], l'augmentation de la température à l'interface de contact conduit à un abaissement de la force de cisaillement sur la surface de contact et réduit la valeur du coefficient de frottement. L'examen microscopique *post mortem* suggère la présence, pendant l'essai, d'une couche visqueuse à l'interface qui devait être très fine et qui a lubrifié le contact [Lesquois 1994]. Bowden et Ridler [1936a] iront jusqu'à proposer une relation directe entre la température et le coefficient de frottement. Montgomery [1976] estime quant à lui que le coefficient de frottement commence à chuter à partir de $p \cdot V > 6000\,\mathrm{MPa{\cdot}m/s}$. Ce produit $p \cdot V$, très fréquemment utilisé par les tribologues, n'a de sens physique que si il est multiplié par la valeur du coefficient de frottement. Il correspond ainsi à la puissance totale dissipée dans le contact ou directement le flux de chaleur total φ_{total} (en faisant l'hypothèse que toute la puissance mécanique est dissipée en chaleur) par unité de surface (en $\mathrm{W{\cdot}m^{-2}}$) :

$$\varphi_{total} = \mu \,\mathrm{p}\,\mathrm{V} \tag{1.5}$$

Cette relation met en évidence la relation étroite qu'il existe entre vitesse, pression et température et donc avec l'évolution du coefficient de frottement. En considérant un cas de cisaillement simple sur une épaisseur h, l'augmentation de la vitesse de glissement V tend à réhausser la vitesse de déformation $\dot{\epsilon}$. Dans le cas du Ti6Al4V, qui a un comportement thermo-viscoplastique (cf. relation 1.1), cette hausse de $\dot{\epsilon}$ augmente le niveau de la contrainte équivalente $\bar{\sigma}$ et tend à élever la température et donc à abaisser le niveau de contrainte. Ces deux effets antagonistes (compétition entre écrouissage et adoucissement thermique) liés à la vitesse de glissement révèlent la complexité des phénomènes mis en jeu lors d'interaction extrêmes (avec fort dégagement de chaleur).

L'influence des propriétés thermiques des matériaux, et donc leur capacité à dissiper la chaleur influe directement sur les niveaux de températures atteints. Pour Lesquois [1994], si deux matériaux ont des points de fusion proches, celui qui a la conductivité thermique la plus faible aura un coefficient de frottement moins élevé.

Dans le cas des hautes vitesses de glissement, les températures atteintes pour des couples métalliques peuvent être assez importantes pour conduire à la fusion locale des aspérités composant la surface réelle de contact. La conséquence est l'introduction d'un film hydrodynamique ayant des propriétés proches de celles d'un lubrifiant. Cela conduit à l'abaissement du coefficient de frottement et à l'augmentation de l'usure [Montgomery 1976, Carignan et Rabinowicz 1980, Archard 1959a, Kawamoto et Okabayashi 1980]. Liou *et al.* [2004] étudient un contact entre un acier à outil et plusieurs nuances d'aluminium (matériaux à bas points de fusion) pour des vitesses de glissement allant jusqu'à 100 m/s et des pressions normales apparentes supérieures au gigapascal (la vitesse de déformation est estimée à 10^7 s^{-1}). Selon eux, l'adoucissement thermique de la surface est en partie responsable de la baisse du coefficient de frottement. Par contre bien que le travail plastique contribue à l'augmentation de la température, l'accumulation de déformation plastique à l'interface de contact augmente la surface réelle de contact et peut tendre à faire augmenter le coefficient de frottement (i.e. $\mu = \frac{\tau}{p}\frac{S_r}{S_{app}}$).

Lim et Ashby [1987] sont les premiers à proposer une carte de températures associant directement les conditions d'essais (p, V) aux températures atteintes. En se basant sur l'hypothèse d'un régime stationnaire, ils proposent une relation qui permet de calculer la température moyenne en surface et la température flash (à l'échelle de l'aspérité). En se basant sur ces travaux, la figure 1.19 propose une carte de température (échelle logarithmique) dans le cas d'un contact acier-acier (pour une configuration de type pion-disque).

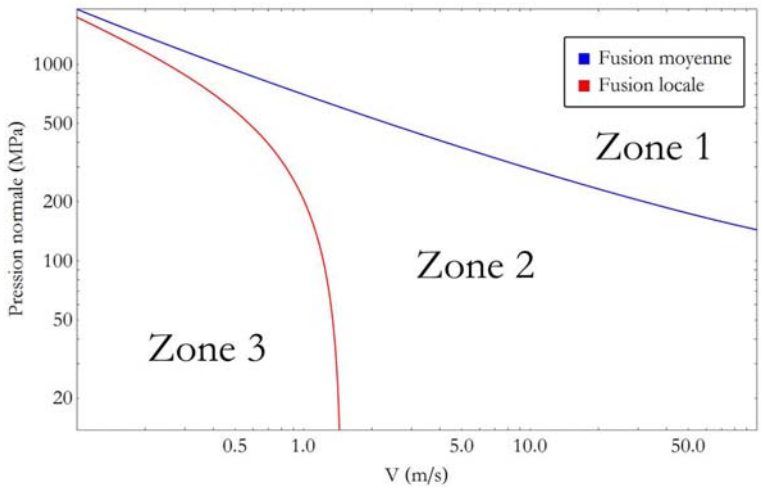


FIGURE 1.19 – Carte de température dans le cas d'un contact acier-acier (pion disque) d'après les travaux de Lim et Ashby [1987].

On retrouve trois zones distinctes :

— Zone 1 : La température de fusion est atteinte sur l'ensemble du matériau. L'interface de contact correspond à une couche de métal fondu. Il est fort probable que dans ce genre de cas, la mécanique du solide ne soit plus adaptée. Selon Sauer [1956], on assiste à la liquéfaction d'un film métallique. L'énergie nécessaire au changement d'état est fournie par le cisaillement des couches liquides. Lors de sollicitations extrêmes, on peut se retrouver avec un lubrifiant hydrodynamique traité théoriquement par Reynolds à partir d'équations de la mécanique des fluides. Liou *et al.* [2004] observent des films de métal fondu d'une épaisseur de plus de dix micromètres (contact acier-aluminium), ils assimilent le comportement de ce film à celui d'un fluide newtonien.

— Zone 2 : La température de fusion a été dépassée localement. On peut supposer que l'état de surface est directement impacté par le caractère visqueux de l'extrême surface du matériau. L'adoucissement thermique de la surface est à l'origine d'une baisse du coefficient de frottement. Ce genre de sollicitation peut être à l'origine d'un dégagement de particules fondues et donc de la création d'un troisième corps.

— Zone 3 : Le matériau est en dessous de sa température de fusion. Les niveaux de température atteints peuvent avoir un impact sur le niveau de contraintes et tout de même modifier la rhéologie de l'interface de contact.

Bien que les hypothèses sur lesquelles les auteurs se sont basés pour l'expression des températures à l'interface ne sont pas valables dans le cas de notre étude (régime stationnaire, propriétés thermiques non dépendantes de la température, diffusion linéaire sur une distance connue), on retrouve la relation directe entre les conditions d'essais et les niveaux de température atteints à l'interface de contact.

D'après la figure 1.19, les températures de contact sont beaucoup plus sensibles, pour un contact acier-acier, à la vitesse de glissement qu'à la pression normale apparente. Cela rejoint la relation 1.5 : en augmentant la vitesse de glissement on augmente directement le flux de chaleur à l'interface de contact. L'effet de la pression normale reste discutable : en fonction de l'influence de ce paramètre sur le coefficient de frottement, le produit $\mu \cdot p$ (intervenant dans le calcul de φ_{total}) peut n'augmenter que très légèrement.

1.3.4 Comportement tribologique du Ti6Al4V

Les alliages de titane sont souvent associés à des propriétés tribologiques nécessitant la plus grande attention [Yantio 2007] mais les conditions de contact (matériau antagoniste, paramètres de glissement) peuvent fortement affecter la réponse du matériau. Par exemple Budinski [1991], pour des assemblages avec des boulons en titane, préconise d'utiliser un acier inoxydable PH et une lubrification à base de PTFE pour éviter tout phénomène de grippage habituellement observé avec d'autres métaux.

Sutter *et al.* [2013] ont réalisé des essais expérimentaux pour un contact entre un alliage Ti6Al4V et du tantale à 34 m/s sous une pression normale apparente de 44.5 MPa. Les auteurs observent un transfert de matière de la pièce en titane vers celle en tantale et constatent la présence d'oxydes TiO_2 sous forme d'anatase. Ils proposent un scénario en quatre étapes : augmentation locale de la température lors du contact entre deux aspérités, microsoudure, rupture de la soudure, dépôt du titane sur le tantale. L'une des conséquences de ce mécanisme est la modification de l'interface de contact, au fur et à mesure du glissement le contact se transforme en un contact Ti6Al4V-Ti6Al4V. Ils attribuent cela à la dépendance des matériaux en contact à la vitesse de déformation et à la température. Cela rejoint la théorie des microsoudures proposée par Bowden et Tabor [1964].

Straffelini et Molinari [1999] s'intéressent aux modes d'endommagement associés à des couples Ti6Al4V-acier AISI M2 et Ti6Al4V-Ti6Al4V pour des vitesses allant de 0.3 à 0.8 m/s. Ils notent une influence de la vitesse de glissement sur l'adoucissement du matériau et sur l'accumulation de déformation plastique à l'interface de contact. Ils estiment qu'il y a une température critique à partir de laquelle le mode d'endommagement change : pour les très basses vitesses, on assisterait à une oxydation de l'interface de contact alors qu'à plus haute vitesse il y aurait un transfert de matière. La faible résistance au cisaillement plastique associée à la faible protection des oxydes peut conduire à des niveaux d'usure importants. Grâce à une approche analytique, ils estiment que la température de contact peut atteindre 450°C dans les conditions de leurs essais.

Qiu *et al.* [2007a] étudient l'influence des propriétés thermiques du Ti6Al4V à haute vitesse de glissement (contact acier GCr15-Ti6Al4V) sur les températures atteintes. Deux types de pion pour le corps en Ti6Al4V sont considérés : l'un est un pion classique et le second est monté sur un support en cuivre (afin d'augmenter la conductivité thermique du pion). Le but est d'évaluer l'influence des propriétés thermiques des matériaux. Les niveaux de température atteints sont bien plus faibles en surface dans le cas de l'assemblage

titane-cuivre : la température est quasiment divisée par deux (soit 1 000°C contre 500°C). Les coefficients de frottement mesurés sont par contre légèrement plus élevés dans le cas de la pièce ayant la diffusivité thermique la plus grande, cela s'explique par une température moins élevée à l'interface et donc un niveau de contrainte plus important. Ces conclusions, assez générales dans le sens où le gradient de température dans l'épaisseur n'est par exemple pas étudié, mettent en avant l'influence majeure des propriétés thermiques des matériaux en contact. En comparant la valeur de la conductivité thermique du Ti6Al4V avec d'autres métaux (cf. tableau 1.1), on comprend aisément que les températures en surface seront bien supérieures dans le cas d'un couple d'alliages de titane par rapport à un couple acier-acier (largement étudié dans la littérature).

Concernant le frottement à grande vitesse, il n'existe que très peu d'études relatives au couple Ti6Al4V-Ti6Al4V. La sensibilité du coefficient de frottement à la vitesse de glissement a été vérifiée par Faure *et al.* [2012] pour des vitesses allant jusqu'à 4 m/s. Le coefficient de frottement augmente avec la vitesse de glissement, on peut donc considérer que la vitesse critique V_c à partir de laquelle la décroissance a lieu n'a pas encore été atteinte. L'observation *post mortem* des échantillons révèle que la température a été supérieure à 980°C (transus béta dépassé lors de l'interaction). Cet échauffement important est en partie responsable d'un transfert de matière du corps fixe vers le corps mobile. Qiu *et al.* [2007b] étudient ce contact pour des vitesses comprises entre 30 et 70 m/s pour des faibles pressions. Ils déterminent des vitesses critiques V_c de 60 et 40 m/s pour des pressions respectivement égales à 0.33 et 0.67 MPa. La vitesse critique V_c pour un essai à une pression normale apparente de 1.33 MPa est inférieure à 30 m/s. La sensibilité du coefficient de frottement à la vitesse de glissement s'illustre par exemple par une diminution du coefficient de frottement de 0.22 (p=1.33 MPa) à 0.1 en augmentant la vitesse de 30 à 70 m/s. Les auteurs estiment que la température est supérieure à 1 000°C pour un essai à une vitesse de 40 m/s et une pression normale apparente de 1.33 MPa (produit $p \cdot V$ de 53.2 MPa·m/s).

Le lien entre puissance dissipée (vitesse et pression), chaleur, et activation de phénomènes d'usure semble piloter l'évolution des efforts au cours de l'interaction.

1.4 Bilan

La présentation de l'alliage de titane Ti6Al4V a mis en avant une forte dépendance du comportement du matériau à la température et à la vitesse de déformation. La loi de comportement, ainsi que les valeurs des propriétés thermomécaniques utilisées dans la suite de ces travaux ont été définies. La microstructure *post mortem* et les endommagements induits seront directement liées aux niveaux de température atteints pendant l'interaction (on note que la température de transus béta est de 980 °C pour cet alliage). Les cinétiques de transformation associées, en principe étudiées grâce aux diagrammes Transformations-Temps-Températures (TTT) et Transformations en Refroidissement Continu (TRC), ne sont pas connues pour des durées de mise en solution aussi courtes que celles auxquelles nous allons être confrontés (bien inférieures à la seconde).

L'état de l'art sur le frottement sec a permis de présenter les particularités des sollicitations à grande vitesse. L'état de surface initial est par exemple un paramètre très influent à basse vitesse alors qu'il peut être négligé dans notre étude. Les faibles temps de contact conduisent à des états transitoires difficilement prédictibles avec les lois classiques du frottement de glissement. Les sollicitations engendrées peuvent conduire à une fusion partielle de l'interface de contact et ainsi modifier directement la rhéologie de cette dernière. L'interdépendance des différents paramètres sur la valeur de l'effort de frottement a été soulignée. On retrouve une relation étroite entre la vitesse de glissement, la pression normale apparente et le coefficient de frottement qui influent aussi directement sur les niveaux de températures atteints.

Le peu d'études disponibles dans la littérature ne permet pas d'expliquer clairement l'effet de la pression et de la vitesse de glissement sur l'effort de frottement et les températures à l'interface. La faible résistance au cisaillement plastique de l'alliage à étudier et sa sensibilité à la température le dissocie des autres métaux (comme l'acier). De plus, les sollicitations à hautes vitesses de glissement (vitesse de déformation de l'ordre de 10^6 s^{-1} couplées à une dissipation importante d'énergie) peuvent conduire à des modes d'endommagement bien différents de ceux observés durant des essais quasi statiques ou à très basse vitesse. Il n'existe aucune carte de température ou d'endommagement pour l'alliage de titane Ti6Al4V.

Ces travaux de thèse se concentrent sur l'étude d'un contact sec plan-plan pour un couple en Ti6Al4V. Les vitesses de glissement et pressions normales apparentes à étudier vont respectivement jusqu'à 60 m/s et 300 MPa. La problématique industrielle repose sur l'étude de la sensibilité du coefficient de frottement à la vitesse de glissement et à la pression normale apparente ainsi que sur les endommagements induits à l'interface de contact.

La démarche adoptée pour répondre à la problématique industrielle et aux questions qui subsistent est :

- ✓ Développement d'outils expérimentaux permettant la mesure des efforts et de la température pour des interactions extrêmement courtes,
- ✓ Essais de frottement pour différents produits $p \cdot V$ afin d'extraire l'influence de chacun de ces deux paramètres sur la valeur du coefficient de frottement moyen et sur les niveaux de température à l'interface,
- ✓ Analyses *post mortem* de la microstructure et identification des modes d'endommagement rencontrés,
- ✓ Modélisation semi-analytique pour analyser l'évolution de la taille de la surface réelle de contact et tenter de calculer la valeur du coefficient de frottement moyen.

J.F. Archard : The temperature of rubbing surfaces. *Wear*, 2(6):438–455, 1959a. ISSN 0043-1648. URL http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0043164859901590.

J.F. Archard : The temperature of rubbing surfaces. *Wear*, 2:438–455, 1959b.

J.J. Arnoux, G. Sutter, G. List et A. Molinari : Friction Experiments for Dynamical Coefficient Measurement. *Advances in Tribology*, 2011:1–6, 2011. ISSN 1687-5915. URL http://www.hindawi.com/journals/at/2011/613581/.

N. Bay et T. Wanheim : Real area of contact and friction stress at high pressure sliding contact. *Wear*, 38:201–209, 1976b.

N. Bay et T. Wanheim : Real area of contact between a rough tool and a smooth workpiece at high normal pressures. *Wear*, 38:225–234, 1976c.

P.J. Blau : *Friction science and technology*. New York, 1995.

A.S. Bonnet et J.R. Klepaczko : Numerical study of shear deformation in Ti-6Al-4V at medium and high strain rates, critical impact velocity in shear. *International journal of impact engineering*, 27:755–769, 2002.

F.P. Bowden et E.H. Freitag : The friction of solids at very high speeds I. Metal on metal ; II. Metal on diamond. *Proceedings of the Royal Society of London, series A : Mathematical and physical sciences*, 248:350–367, 1958.

F.P. Bowden et K.E.W. Ridler : Physical properties of surfaces - the surface temperature of sliding metals - the temperature of lubricated surfaces. *Proc of the Roy Soc*, 154(A), 1936a.

F.P. Bowden et D. Tabor : The friction and lubrification of solids - Part 1. *Clarendon press, Oxford*, 1950.

F.P. Bowden et D. Tabor : The friction and lubrification of solids - Part 2. *Clarendon press, Oxford*, 1964.

K.G Budinski : Tribological properties of titanium alloys. *Wear*, 151:203–217, 1991.

C. A Caciu : *Analyse et optimisation des surfaces des chemises de moteurs thermiques.* Thèse de doctorat, 2006.

F.J. Carignan et E Rabinowicz : Friction and wear at high sliding speeds. *ASLE Trans.*, 24:451–459, 1980.

Castro et Seraphin : Contribution à l'étude métallographique et structurale de l'alliage de titane TA6V. *Mémoires scientifiques revue de métallurgie*, 1966.

M Colombie : Pratique des matériaux industriels. Propriétés, Choix, Utilisation. *Les référentiels DUNOD*, 1993.

Y. Combres : Propriétés du titane et de ses alliages, 2012.

Y. Combres et B. Champin : Traitements thermiques des alliages de titane, 1995.

M.J. Donachie : *Titanium - A technical guide*. 1988.

S.W.E. Earles et M.J. Kadhim : Friction and wear of unlubricated steel surfaces at speeds up to 665 ft/s. *Prroceedings of Instn Mech Engnrs*, 180(22), 1965.

L. Faure, B. Bolle, S. Philippon, C. Schuman, P. Chevrier et A. Tidu : Friction experiments for titanium alloy tribopairs sliding in dry conditions : Sub-surface and surface analysis. *Tribology International*, 54:17–25, oct 2012. ISSN 0301679X. URL `http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0301679X12001247`.

V. Fridrici : *Fretting d'un alliage de titane revêtu et lubrifié : application au contact aube/disque*. Thèse de doctorat, 2002.

E Gautier : Les alliages de titane. 2004.

L. Germain : *Contribution à l'étude des hétérogénéités de texture des billettes d'IMI 834*. Thèse de doctorat, 2005.

B. Hocheid, R. Klima, C. Beauvais, M. Rapin et C. Roux : Contribution à l'étude des transformations de l'alliage de titane TA6V en conditions isothermes. *Memoires Scientifiques Rev. Metallurg. LXVII*, 1970.

G.R. Johnson et W.H. Cook : A constitutive model and data for metals subjected to large strains, high strain rates and high temperatures. *Proceedings of the seventh International Symposium on Ballistics*, pages 541–547, 1983.

M. Kawamoto et K. Okabayashi : Study of dry sliding wear of cast iron as a function of surface temperature. *Wear*, 58:59–95, 1980.

F.E. Kennedy : Single-pass rub phenomena-analysis and experiment. *ASME Journal of lubrication technology*, 104:582–588, 1982.

F.E. Kennedy : Frictional heating and contact temperatures. *In Modern tribology handbook*, pages 235–272. 2000.

A.S. Khan et R. Liang : Behaviors of three BCC metal over a wide range of strain rates and temperatures : experiments and modeling. *International Journal of Plasticity*, 15(9):1089–1109, 1999.

A.S. Khan, Y.S. Suh et R. Kazmi : Quasi-static and dynamic loading responses and constitutive modeling of titanium alloys. *International Journal of Plasticity*, 20:2233–2248, 2004.

R.W. Klopp, R.J. Clifton et T.G. Shawki : Pressure-shear impact and the dynamic viscoplastic response of metals. *Mech. Mater*, 4:375, 1985.

U. Landman, W.D. Luedtke et E.M. Ringer : Molecular dynamics simulations of adhesive contact formation and friction. *Fundamentals of friction : Macroscopic and microscopic processes*, 1993.

J. Leroux : *Modélisation numérique du contact pour matériaux composites.* Thèse de doctorat, Institut National des Sciences Appliquees de Lyon, 2013.

O. Lesquois : *Dégradations dans un contact à grande vitesse en regime transitoire.* Thèse de doctorat, Ecole Centrale de Lyon, 1994.

S.C. Lim et M.F. Ashby : Overview no 55 Wear mechanism maps. *Acta Metallurgica*, 35(1):1–24, 1987.

S.C. Lim, M.F. Ashby et J.H. Brunton : The effects of sliding conditions on the dry friction of metals. *Acta Metallurgica*, 37(3):767–772, 1989.

N-S. Liou, M. Okada et V. Prakash : Formation of molten metal films during metal-on-metal slip under extreme interfacial conditions. *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, 52:2025–2056, 2004.

C. Mary : *Simulation expérimentale de l'usure du contact aube disque de compresseur sous sollicitations de fretting.* Thèse de doctorat, Ecole Centrale de Lyon, 2009.

J. Meriaux : *Etude expérimentale et modélisation de l'endommagement d'un contact aube/disque de soufflante soumis à des chargements de fretting fatigue.* Thèse de doctorat, Ecole centrale de Lyon, 2010.

H.W. Meyer et D.S. Kleponis : Modeling the high strain rate behavior of titanium undergoing ballistic impact and penetration. *International Journal of Impact Engineering*, 26(1-10):509–521, dec 2001. ISSN 0734743X. URL `http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0734743X01001075`.

D.R. Miller : Friction and abrasion of hard solids at high sliding speeds. *Proceeding of the Royal Society of London, series A : Mathematical and Physical sciences*, 269(A):368–384, 1962.

A. Molinari, Y. Estrin et S. Mercier : Dependence of the coefficient of friction on the sliding conditions in the high velocity range. *ASME Journal of tribology*, 121:35–41, 1999.

R.S. Montgomery : Friction and wear at high sliding speeds. *Wear*, pages 275–298, 1976.

C. Paulin : *Etude de l'endommagement du contact multicouche aube disque sous chargement de fretting impact des sollicitations variables et de la dimension du contact.* Thèse de doctorat, Ecole Centrale de Lyon, 2006.

S. Philippon : *Etude expérimentale du frottement sec à grandes vitesses de glissement.* Thèse de doctorat, Université de Metz, 2004.

S. Philippon, G. Sutter et A. Molinari : An experimental study of friction at high sliding velocities. *Wear*, 257(7-8):777–784, oct 2004. ISSN 00431648. URL http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0043164804000742.

A. Pougis, S. Philippon, R. Massion, L. Faure, J-J. Fundenberger et L.S. Toth : Tribology International Dry friction of steel under high pressure in quasi-static conditions. *Tribiology International*, 67:27–35, 2013. ISSN 0301-679X. URL http://dx.doi.org/10.1016/j.triboint.2013.06.018.

V. Prakash : A pressure-shear plate impact experiment for investigating transient friction. *Experimental Mechanics*, 35(4):329–336, dec 1995. ISSN 0014-4851. URL http://www.springerlink.com/index/10.1007/BF02317542.

J.D Puerta Velasquez : *Etude des copeaux et de l'intégrité de surface en usinage à grande vitesse de l'alliage de titane TA6V.* Thèse de doctorat, Université de Metz, 2007.

M. Qiu, Y-Z. Zhang, A. Shangguan, S-M. Du et Z-W. Yan : The relationships between tribological behaviour and heat-transfer capability of Ti6Al4V alloys. *Wear*, 263(1-6):653–657, sep 2007a. ISSN 00431648. URL http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0043164807003948.

M. Qiu, Y-Z. Zhang, J. Zhu et J-H. Yang : Dry friction characteristics of Ti-6Al-4V alloy under high sliding velocity. *Journal of Wuhan University of Technology-Mater. Sci. Ed.*, 22(4):582–585, dec 2007b. ISSN 1000-2413. URL http://www.springerlink.com/index/10.1007/s11595-006-4582-0.

D.A. Rigney et J.P. Hirth : Plastic deformation and sliding friction of metals. *Wear*, 53:345–370, 1979.

Y. Robert : *Simulation numérique du soudage du TA6V par laser YAG impulsionnel : caractérisation expérimentale et modélisation des aspects thermomécaniques associées à ce procédé.* Thèse de doctorat, Ecole des Mines de Paris, 2007.

F.M. Sauer : Analysis of steady state metallic friction and wear under conditions of molten metal librication. *Stanton Reaserch INst. Rep. NÂř15, Tech. Rep NÂř1, Project SU 1494*, 1956.

S. Sodhi Navjot : Perspectives in ornithology : Competition in the air : Birds versus aircraft. Rapport technique, 2002.

G. Straffelini et A. Molinari : Dry sliding wear of Ti-6Al-4V alloy as influenced by the counterface and sliding conditions. *Wear*, 1999.

G. Sutter, J.J. Arnoux, G. List, P. Bourson, S. Margueron et H. Chaynes : Analysis of high friction conditions of Ti6Al4V alloy on tantalum by Raman spectroscopy

and Xray fluorescence. *Tribology International*, 57:86–91, jan 2013. ISSN 0301679X. URL http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0301679X12002460.

J. Takadoum : *Matériaux et surfaces en tribologie*. Lavoisier édition, 2007.

J. Thorpe : Fatalities and destroyed civil aircraft due to bird strikes, 1912-2002 [archive]. *In International Bird Strike Committee, IBSC 26 Warsaw*, 2003.

Tricot : Thermo-mechanical treatments of titanium alloys. *In 6th world conference on titanium*, 1988.

T. Wanheim : Friction at high normal pressures. *Wear*, 25:225–244, 1973.

L. Weiss et S.L. Semiatin : *Materials Science and Engineering*, volume 263. 1999.

K. Williams et E. Griffen : Friction between unlubricated steel surfaces at sliding speeds up to 750 feet per second. *Proc. IME, 178 part 3 N (Lubn. And Wear conv.)*, pages 24–36, 1964.

G. Yantio : *Comportement tribologique d'un alliage de titane traité et ou revêtu en fretting à débattement libre*. Thèse de doctorat, Institut national polytechnique de Toulouse, 2007.

Chapitre 2

Moyens de mesures expérimentaux et techniques d'analyses

Sommaire

2.1 Génération du contact et mesure des efforts **62**
2.2 Mesure de la température à l'interface de contact **81**
2.3 Analyses *post mortem* **97**
2.4 Bilan **103**
Bibliographie **103**

*Léonard de Vinci (*15$^{\text{ème}}$ siècle*), puis Coulomb (*18$^{\text{ème}}$ siècle*), mesurèrent les efforts de frottement de la manière suivante : un plan, supportant une masse, est incliné jusqu'à la mise en mouvement de cette dernière. La valeur de l'angle critique permettait de connaitre le coefficient de frottement statique. Ce dispositif est surement l'un des plus vieux tribomètres.*

Ces travaux de thèse visent à étudier des interactions dont la durée est de l'ordre de la milliseconde. Cela soulève des interrogations quant à la génération du contact et aux moyens de mesure à utiliser. La première partie de ce chapitre se concentre sur la mesure de l'effort de frottement. Le banc expérimental, constitué principalement d'un canon à gaz et d'un tribomètre particulier, est présenté et analysé. La seconde partie concerne la mesure des températures à l'interface de contact. Les sollicitations extrêmes et le confinement du contact empêchent l'utilisation de techniques classiques. Un état de l'art permet de présenter les techniques dédiées à de telles conditions. La conception et l'intégration d'un capteur spécifique au sein du dispositif de frottement sont décrites. La dernière partie s'intéresse aux techniques d'analyses post mortem. Les outils permettant d'évaluer l'évolution de la microstructure et de l'usure sont présentés.

2.1 Génération du contact et mesure des efforts

2.1.1 Tribomètres destinés au frottement à grande vitesse

2.1.1.1 Historique

Le tribomètre de type pion sur disque est sans doute un des plus facile à adapter pour les hautes vitesses. Il est composé d'un disque animé d'un mouvement de rotation autour d'un axe fixe et d'un pion supporté par un bâti. Un effort normal est appliqué sur le pion qui conduit ce dernier à frotter sur le disque. Connaissant le rayon et la vitesse de rotation du disque, la vitesse moyenne de frottement est connue. A noter que cette dernière n'est pas constante sur toute la surface du pion. Bowden et Ridler [1936a] furent les premiers à en concevoir un dédié aux grandes vitesses de glissement. La charge normale maximale est de 1.2 N et la vitesse maximale atteint 50 m/s. La mesure des efforts est réalisée grâce à la mesure de l'angle d'un pendule lié au pion. Ce tribomètre, réalisé dans la première partie du 20ème siècle, permettait également de mesurer la température (à l'aide de thermocouples).

Le premier tribomètre permettant d'atteindre des pressions normales importantes et des très hautes vitesses de glissement est celui de l'institut Franklin aux États-Unis fabriqué en 1946 (cf. figure 2.1). Montgomery [1976] a réalisé des essais jusqu'à 540 m/s pour des pressions normales apparentes de 170 MPa. Il s'agit d'un tribomètre de type pion disque de grande taille : les efforts sont mesurés grâce à des jauges de déformation collées sur le porte pion, l'usure par pésée et la température par des thermocouples. La charge normale est appliquée à l'aide d'un piston alimenté en air comprimé et d'un système de came. Le déplacement du pion au cours des essais décrit une spirale pour ne pas recouvrir une surface déjà frottée. L'important rapport entre le rayon du disque et du pion (plus de 600 fois) minimise la variation de vitesse au sein du pion. Williams et Griffen [1964] s'inspirent de cette géométrie pour concevoir un tribomètre permettant d'atteindre 225 m/s pour une pression de 8 MPa.

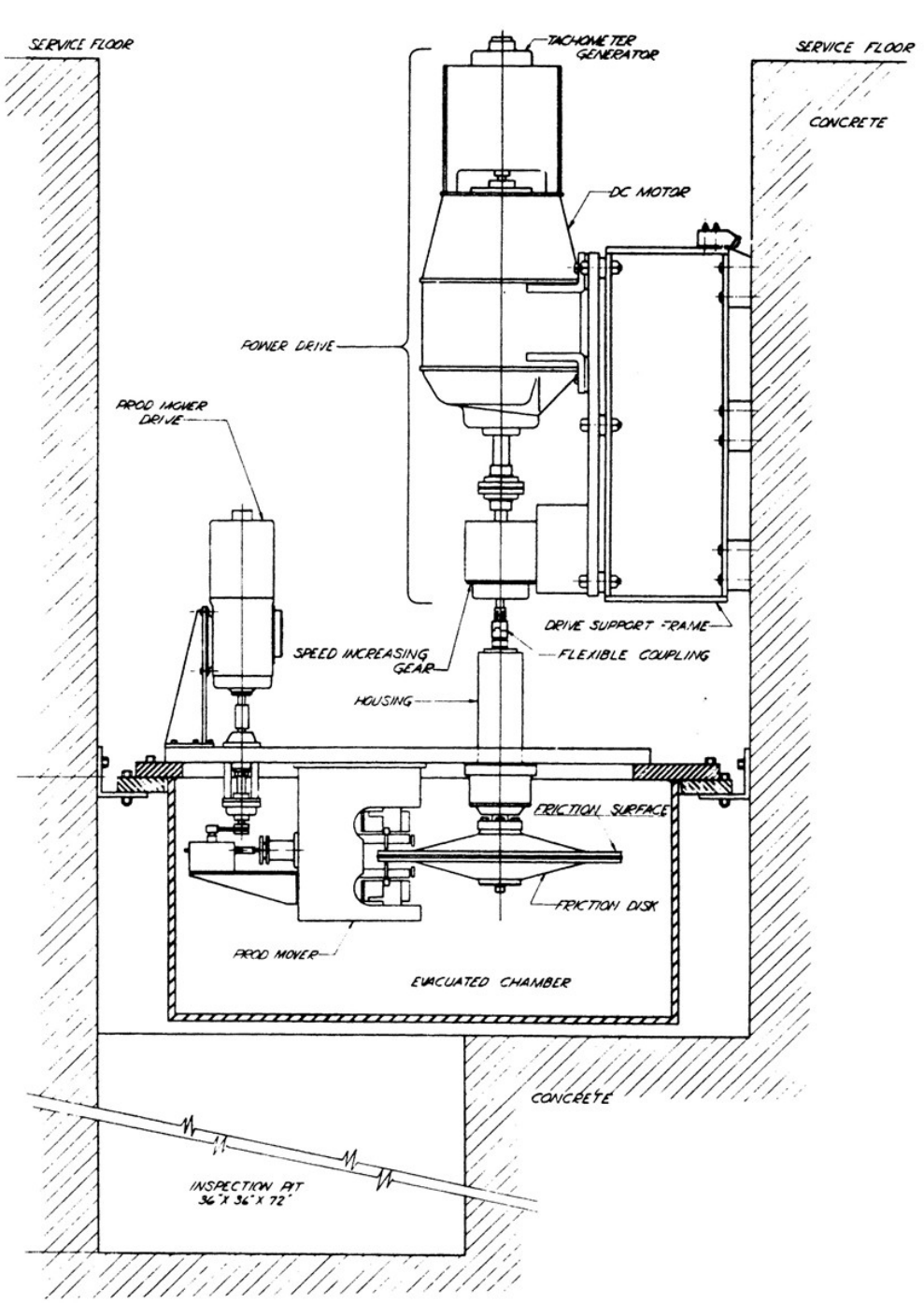


FIGURE 2.1 – Tribomètre de l'institut Franklin utilisé par Montgomery [1976].

L'impossibilité d'appliquer une grande vitesse quasi instantanément conduit à une phase transitoire assez longue qui a pour incidence de roder la surface du pion avant même d'avoir atteint la vitesse souhaitée. Les travaux actuels concernent l'étude de l'influence des différents paramètres pour un chargement quasi instantané, il n'est donc pas envisageable d'utiliser ce type de dispositif. D'autres tribomètres ont vu le jour au cours du 20$^{\text{ème}}$ siècle. Bowden et Freitag [1958] en conçoivent un où une bille est suspendue en

lévitation par un champ magnétique. La mise en rotation est assurée par l'intermédiaire d'un champ électromagnétique tournant. La bille frotte sur trois échantillons plans dont la fonction de l'un d'eux est d'appliquer la charge normale. Les vitesses atteintes avec ce dispositif sont assez impressionnantes (1 000 m/s) mais les charges normales appliquées sont inférieures au newton ($p = 0.015$ MPa dans leur configuration). Bowden et Persson [1960] s'inspirent de cette conception en gardant la suspension magnétique et la mise en rotation électromagnétique mais, dans leur version, la bille tombe sur un plan incliné. Lorsque la vitesse de rotation est atteinte, la bille est lâchée d'une hauteur de 5 cm. Elle frappe et rebondit sur une plaque inclinée de 30° par rapport à la verticale. La gamme de pression normale pouvant être étudiée (entre 0 et 0.015 MPa) est bien trop faible pour notre étude malgré une vitesse maximale de 700 m/s. La particularité de ce dispositif est d'appliquer la sollicitation de manière quasi instantanée. La durée de contact est dans ce cas inférieure à la seconde.

Les tribomètres recensés dans la littérature qui semblent les plus adaptés à l'étude du frottement à haute vitesse de glissement sous chargement quasi instantané sont :

— les barres de Kolsky modifiées (Ogawa [1997], Rajagopalan et Prakash [1999])

— l'impact de plaques (Clifton et Klopp [1985], Prakash [1995])

— le tribomètre du LaBPS (Philippon *et al.* [2004], Philippon *et al.* [2010], Voyiadjis *et al.* [2010] et Faure *et al.* [2012])

2.1.1.2 Barres de Kolsky modifiées

Les barres de Kolsky, ou d'Hopkinson, sont destinées à l'étude du comportement dynamique des matériaux. Elles sont composées d'une barre incidente, d'un spécimen et d'une barre réceptrice. Grâce à des jauges de déformation et en utilisant la théorie de propagation des ondes élastiques, il est possible de déterminer le déplacement, la force, la contrainte, la déformation et la vitesse de déformation de l'échantillon.

Rajagopalan et Prakash [1999] remplacent les deux barres du dispositif par une barre fine et un support rigide. Le premier échantillon de forme tubulaire est collé sur la barre incidente tandis que le second est fixé sur le support rigide. La figure 2.2 illustre le dispositif complet.

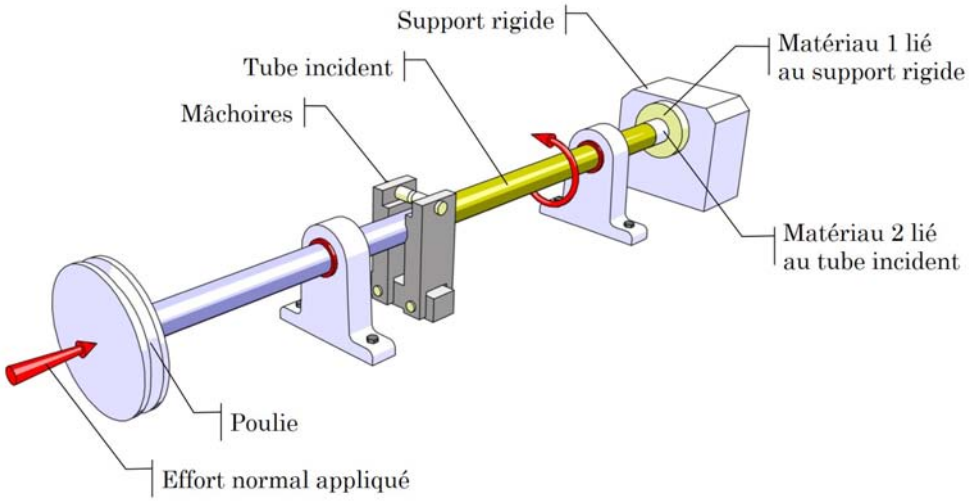


FIGURE 2.2 – Principe de fonctionnement des barres de Kolsky modifiées pour mesurer le coefficient de frottement μ.

Une modification de ce dispositif est proposée par Ogawa [1997] où un tube incident impacte axialement un tube en rotation. L'application de la vitesse de glissement et de l'effort normal est simplifiée. Bragov *et al.* [2009] proposent une évolution où le deuxième arbre est remplacé par un tube supportant à son extrémité une bague (matériau 1). Un noyau (matériau 2) est placé dans le tube par ajustement serré. Lors de l'impact, le noyau se déplace en frottant sur le tube.

Le fait d'avoir une section de frottement tubulaire minimise l'erreur commise au niveau de la vitesse moyenne de glissement. Le couple en entrée est appliqué grâce à un dispositif hydraulique. Cette technique permet d'atteindre des vitesses de glissement jusqu'à 10 m/s, des pressions normales apparentes jusqu'à 100 MPa et une distance de glissement de l'ordre de 10 mm.

L'avantage de ce dispositif est d'atteindre très rapidement la vitesse souhaitée. En effet, lorsque le dispositif de bridage est relâché le frottement a lieu quasi instantanément. Par contre, l'un des inconvénients est la dégradation des surfaces une fois la mesure du coefficient de frottement effectuée due au retour élastique du tube incident, cela limite la qualité de l'étude *post mortem* de l'échantillon.

2.1.1.3 Impact de plaques

Clifton et Klopp [1985] ont mis au point une technique permettant de générer des vitesses de déformation par cisaillement de l'ordre de 10^5 s^{-1} dans une plaque d'épaisseur très fine. Une plaque fixée sur le nez d'un projectile est propulsée par un canon à gaz. Elle

vient impacter une plaque fixe que l'on peut incliner. La figure 2.3 présente le dispositif complet. La vitesse de glissement V dépend de l'angle d'inclinaison de la plaque et de la vitesse d'impact du projectile V_{imp}.

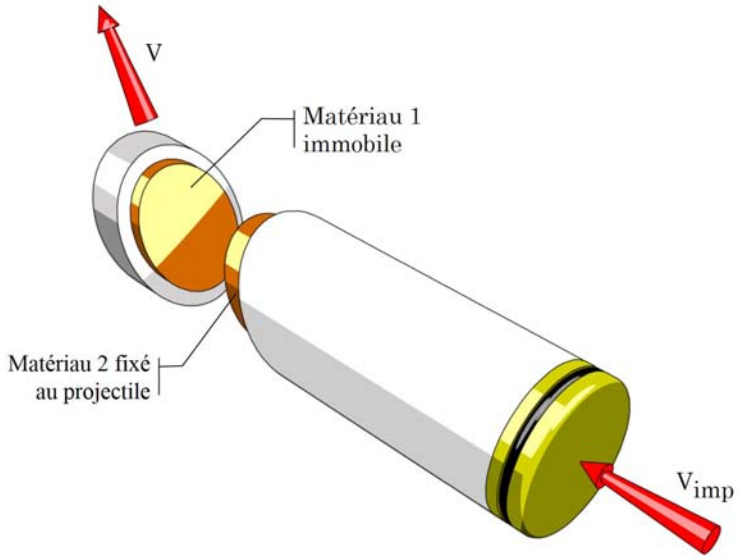


FIGURE 2.3 – Principe de fonctionnement du dispositif d'impact de plaques pour la mesure du coefficient de frottement μ .

Le système de mesure est un interféromètre développé par Barker et Hollenbach (figure 2.4). Une première onde élastique longitudinale se déplace à la vitesse $C1$ tandis qu'une seconde onde élastique normale se propage à la vitesse $C2$. La vitesse initiale du projectile et l'angle d'inclinaison sont connus. A partir de la théorie de la propagation des ondes élastiques en 1D, il est possible d'exprimer la valeur de la vitesse de frottement en fonction des paramètres d'entrée. En mesurant les vitesses normales et tangentielles de l'arrière de la surface libre de la plaque fixe et en connaissant la vitesse du projectile, il est possible de déterminer les valeurs des forces normales et tangentielles.

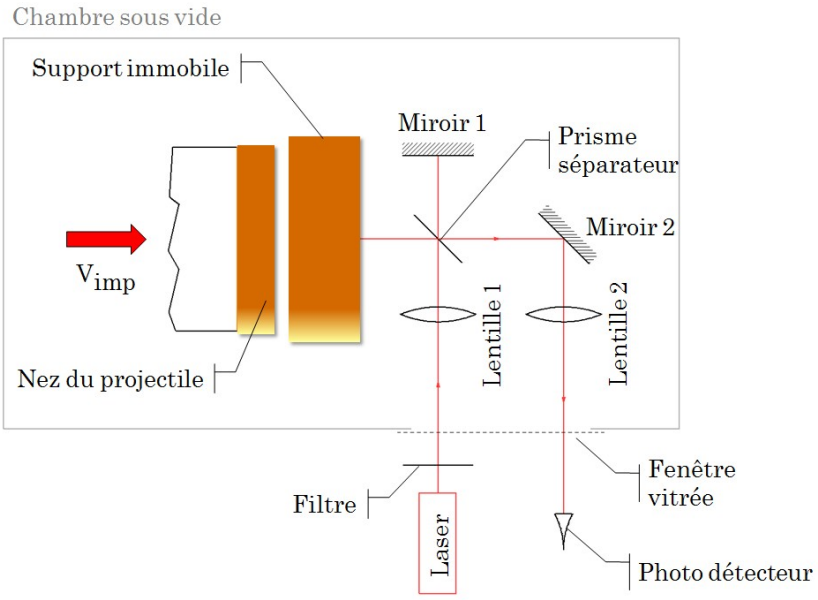


FIGURE 2.4 – Interféromètre développé par Barker et Hollenbach.

Les pressions normales applicables sont comprises entre 500 et 3 000 MPa pour une vitesse de glissement évoluant de 1 à 30 m/s. Le niveau de pression normale étant directement lié à la vitesse d'impact, il n'est pas possible d'étudier de faibles pressions. La principale limite de ce dispositif est la très faible durée de l'expérience qui conduit à une distance de glissement inférieure à 250 µm.

2.1.1.4 Tribomètre du LaBPS (ENI de Metz)

Un tribomètre dédié à l'étude du frottement sec pour des hautes vitesses a été proposé par Philippon *et al.* [2004], de nombreuses modifications ont ensuite été apportées en 2010 [Philippon *et al.* 2010, Lodygowski *et al.* 2011a]. Le principe de fonctionnement repose sur l'application d'une charge normale à deux corps en contact et sur la mise en mouvement de l'un deux. Une éprouvette est insérée entre deux patins contenus dans un anneau dynamométrique. L'écartement, dans le domaine élastique, de ce dernier est à l'origine de l'application de la charge normale. Des jauges de déformation placées sur l'anneau permettent de mesurer l'effort normal initial ainsi que son évolution au cours du glissement. Un projectile impacte ensuite l'éprouvette afin de la mettre en mouvement et de générer un phénomène de glissement avec les deux patins fixes. L'effort de compression est transmis par l'intermédiaire de la surface d'appui des patins fixes sur le capteur de charge. Ce dernier est instrumenté avec quatre jauges de déformation disposées par paires diamétralement opposées. Elles sont collées sur une partie volontairement affaiblie du tribomètre afin d'obtenir une sensibilité suffisante. Un demi pont de wheatstone, compensé

en flexion, permet de calculer l'effort de frottement du coté de chaque patin.

En réalisant des mesures indépendantes de chaque côté du tribomètre, la valeur de la sensibilité transverse est estimée à 2.1% sur la version de 2010. Une troisième version de ce dispositif a été développée en 2011. Les principales modifications concernent l'amélioration du comportement dynamique du capteur d'effort. Des essais statiques sur une machine de traction - compression ont permis de montrer que l'augmentation de la rigidité du capteur d'effort n'a pas modifié la sensibilité transverse de ce dernier. Par contre, la position du patin fixe et donc la surface d'application de la charge axiale peuvent potentiellement modifier cette valeur. Une attention particulière doit alors être portée quant à la disposition des échantillons.

En 2013, la géométrie de l'anneau dynamométrique est modifiée pour s'adapter à l'étude actuelle. L'écartement maximal de l'anneau est fixé à 0.56 mm pour éviter tout risque de déformation plastique. La charge normale maximale est dorénavant de 9 000 N, soit une pression normale apparente de 300 MPa avec nos conditions d'essais (surface apparente de contact S_{app} de 30 mm^2). La figure 2.5 illustre le tribomètre utilisé dans ces travaux. La longueur de l'éprouvette mobile est nommée l et la largeur des patins fixes L_P (la valeur de L_p est constante et vaut10 mm). La largeur de la surface de contact est de 3 mm.

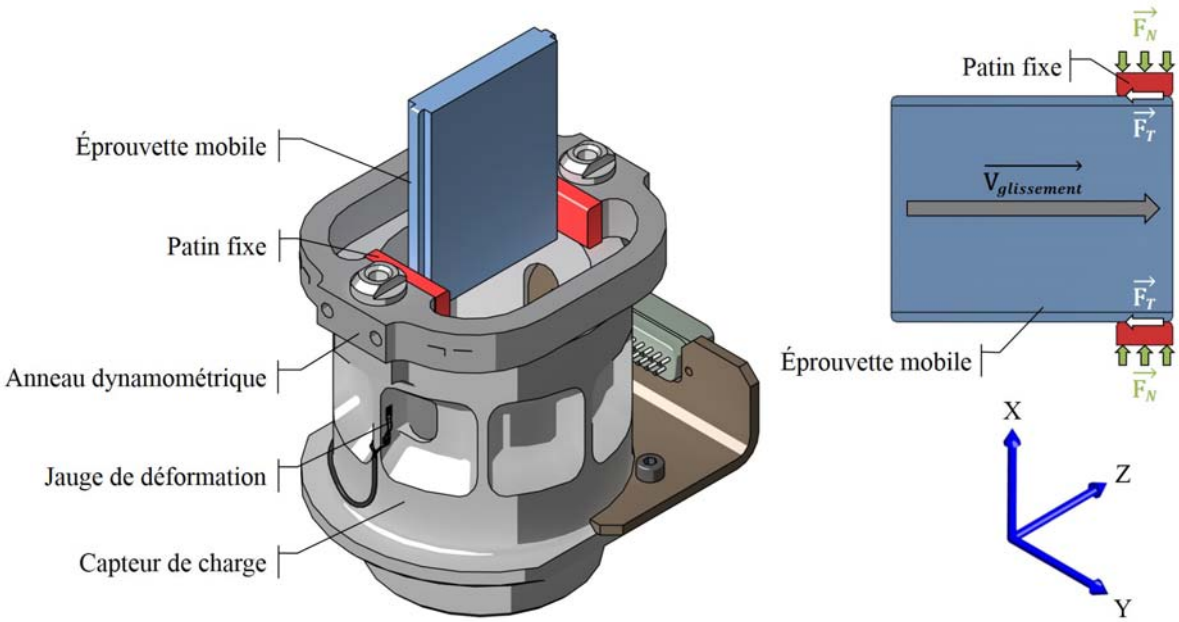


FIGURE 2.5 – Tribomètre du LaBPS.

Le corps du capteur de charge étant fileté, le tribomètre du LaBPS peut être adapté sur différents moyens expérimentaux : machine de fatigue, machine de traction - compression, puit de chute, banc balistique. Cela permet de conserver le même moyen de mesure pour une gamme de sollicitations importante (pression et vitesse) et donc de minimiser la dispersion des résultats. Une étude réalisée en 1960 par l'OECD (Organisation for Economic Cooperation and Development) rapporte que pour une même configuration d'essai tribologique, la dispersion des valeurs mesurées peut atteindre 13% intra laboratoire et 20% inter laboratoires (le choix du dispositif était libre).

2.1.1.5 Synthèse des capacités des tribomètres présentés

Le tableau 2.1 synthétise les capacités de chacun des tribomètres présentés.

Tribomètres	**V [m/s]**		**p [MPa]**		**l [mm]**	**Remarques**
	Min	Max	Min	Max		
Pion sur disque [Montgomery 1976, Williams et Griffen 1964]	0	550	0	140	-	- Chargement non instantané - Phase de rodage de la surface de contact - Vitesse non uniforme sur la surface de contact
Bille à haute fréquence de rotation [Bowden et Freitag 1958, Bowden et Persson 1960]	30	800	0	0.02	<1	- Chargement quasi instantané - Contact bille - plan - Pressions inférieures au mégapascal
Barres de Kolsky modifiées [Rajagopalan et Prakash 1999, Ogawa 1997, Bragov *et al.* 2009]	0	10	20	100	10	- Chargement quasi instantané - Échantillons de forme tubulaire - Vitesse de glissement peu élevée
Impact plaque sur plaque [Clifton et Klopp 1985, Prakash 1995]	0	250	500	3000	0.25	- Chargement quasi instantané - Longueur de glissement très faible - Destiné à l'étude des hautes pressions
Tribomètre du Labps [Philippon *et al.* 2004; 2010, Lodygowski *et al.* 2011a, Faure *et al.* 2012]	0	130	8	280	10 - 90	- Chargement quasi instantané - Adaptabilité (de la machine de fatigue au banc balistique) - Sensible à l'alignement du dispositif

Tableau 2.1 – Synthèse des tribomètres dédiés à l'étude des hautes vitesses de glissement.

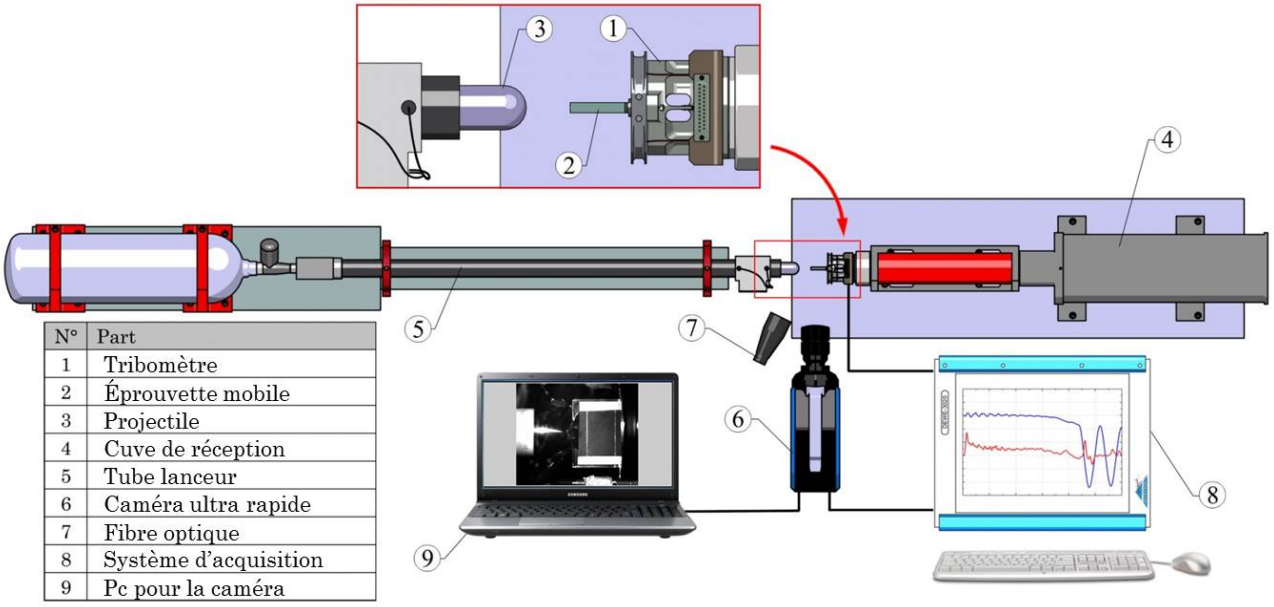
2.1.2 Adaptation du moyen de mesure aux conditions d'études

2.1.2.1 Banc balistique

Présentation

Cette étude vise à étudier le comportement d'un contact pour des vitesses allant jusqu'à 60 m/s. Afin d'atteindre ces valeurs, un lanceur à gaz dédié à l'étude de la tenue à l'impact de matériaux composites et à l'étude du glissement a été utilisé [Deconinck 2014]. Son principe de fonctionnement repose sur la détente adiabatique d'un gaz (de l'air dans notre cas). Le canon est composé d'un réservoir haute pression, d'une vanne de déclenchement, d'un chargeur permettant d'insérer un projectile et d'un tube rodé d'une longueur de 4 m (diamètre intérieur de 35 mm). Le circuit pneumatique a été dimensionné pour une pression maximale de 40 bars, l'énergie cinétique maximale mesurée lors d'essais de validation est de 2 kJ. Les projectiles utilisés sont en acier 42CrMo4 et ont une forme cylindrique à tête hémisphérique afin de minimiser la surface de contact entre le projectile et l'éprouvette mobile. Deux photodiodes, placées à la sortie du tube, permettent de mesurer la vitesse du projectile avant impact. Bien qu'une majorité de l'énergie libérée lors de la détente adiabatique du gaz est transmise au projectile sous forme d'énergie cinétique, il y a des pertes dues au frottement du projectile sur les parois du tube et des pertes aérodynamiques. Une calibration expérimentale a été réalisée pour établir la relation entre la pression du gaz et la vitesse du projectile. A titre d'exemple, la pression nécessaire pour que le projectile atteigne une vitesse de 60 m/s est de l'ordre de 5 bars.

Une structure de réception, fixée au sol, complète le banc balistique. Elle sert de support au tribomètre et à la cuve de réception des échantillons frottés. La figure 2.6 illustre le dispositif complet. L'alignement du canon avec la structure de réception est réalisé grâce à un laser inséré au niveau du chargeur (situé après le déclencheur) et à un diaphragme à la sortie du tube. La première structure est déplacée jusqu'à ce que le tube soit aligné avec le centre de l'arrière de l'éprouvette. Cet alignement conditionne la direction d'application de la mise en vitesse du corps mobile et est donc primordial pour conserver une surface de contact constante tout au long de l'interaction. Il est vérifié et modifié si nécessaire tous les 5 tirs. Des supports, démontés avant chaque essai, assurent le positionnement et la répétabilité de l'emplacement des échantillons.



N°	Part
1	Tribomètre
2	Éprouvette mobile
3	Projectile
4	Cuve de réception
5	Tube lanceur
6	Caméra ultra rapide
7	Fibre optique
8	Système d'acquisition
9	Pc pour la caméra

FIGURE 2.6 – Banc balistique du LaBPS.

Vitesse réelle de glissement

Une caméra ultra rapide (Shimadzu HPV2) a été utilisée afin de connaitre la vitesse réelle de frottement V et pas seulement la vitesse d'impact V_{imp} du projectile. Elle est placée de manière à étudier la cinématique liée au frottement pour chaque configuration. La figure 2.6 illustre son implémentation sur le banc de frottement. Les caractéristiques de la caméra sont :

— une fréquence d'acquisition d'un million d'images par seconde,

— un nombre d'images maximal de 100,

— une résolution de 312 x 260, en 1024 niveaux de gris,

— un temps d'exposition minimum de 0.25 µs.

L'acquisition vidéo étant limitée à 100 images, il faut veiller à déclencher la caméra au moment opportun. Le trigger utilisé correspond à un circuit électrique ouvert qui sera fermé au moment de l'impact du projectile sur l'éprouvette. La configuration d'enregistrement retenue est la suivante :10 images avant l'impact puis 90 durant le glissement. La durée d'espacement entre deux images doit être réglée en fonction de la vitesse d'impact et des caractéristiques du frottement. En effet le coefficient de frottement, l'effort normal, la longueur de glissement ou encore la masse de l'éprouvette sont autant d'éléments qui vont définir la durée totale d'interaction. La principale difficulté d'acquisition dans ces conditions (faible temps d'ouverture) est l'apport suffisant de lumière. Deux sources de lumière fibrées sont utilisées et les paramètres optiques sont réglés pour chaque configuration

d'essai (temps d'ouverture, diaphragme, éclairage et gain). Un exemple d'enregistrement vidéo est présenté en figure 2.7.

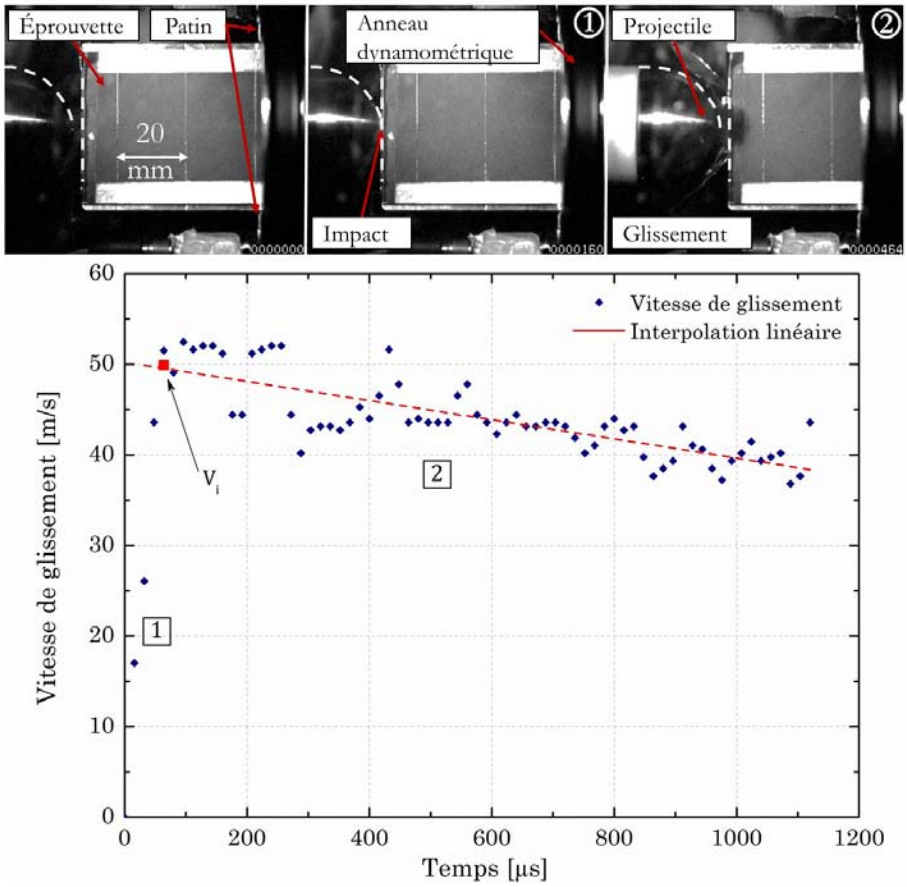


FIGURE 2.7 – Enregistrement vidéo et évolution de la vitesse pour un essai de frottement à une vitesse initiale de glissement V_i de 50 m/s pour une pression normale apparente de 110 MPa.

La première image correspond à la situation initiale, avant impact, où l'éprouvette est maintenue entre les deux patins sur lesquels l'effort normal est appliqué. Le moment exact de l'impact ainsi que la position de l'éprouvette tout au long de l'interaction de frottement sont enregistrés. Connaissant le temps entre chaque image et la position à chaque instant, il est possible de calculer la vitesse au cours de l'essai. Le logiciel de pointage Avistep est utilisé pour réaliser le suivi des positions de l'éprouvette.

Compte tenu du faible intervalle de temps entre chaque image par rapport à la résolution maximale, une erreur de mesure de la position de l'éprouvette d'un pixel se traduit par une erreur de ± 4 m/s pour un essai à 30 m/s, ± 8 m/s pour un essai à 40 m/s, et ± 16 m/s pour un essai à 60 m/s. Cela correspond aux erreurs maximales théoriques. En pratique chaque relevé de la position de l'éprouvette est répété plusieurs fois pour

minimiser cette erreur.

La figure 2.7 présente un pointage réalisé pour un essai à une vitesse d'impact du projectile V_{imp} de 44 m/s pour une pression normale apparente de 110 MPa. L'état 1 sur le graphique correspond au temps de montée en vitesse de l'éprouvette après l'impact. Le maximum atteint est intitulé V_i, il s'agit de la vitesse initiale de glissement. On note le faible temps de montée en vitesse (64 µs dans ce cas) et donc le chargement quasi instantané de l'éprouvette. Pour une vitesse d'impact V_{imp} de 44 m/s du projectile, la vitesse initiale V_i de l'éprouvette est de 50 m/s. Cela s'explique par la différence de masse entre les deux corps et par la dissipation d'énergie par déformation plastique. Le second état est la chute de vitesse induite par la dissipation du travail des forces de frottement. Une tendance linéaire a été choisie pour décrire cette décroissance, cela permet d'extrapoler la valeur de la vitesse en dehors de la durée d'enregistrement. Pour l'essai présenté, on passe par exemple de 50 à 35 m/s en 1.3 ms.

Analyse modale du capteur de charge

Afin de retranscrire fidèlement les efforts de frottement sur des temps très faibles, le capteur de charge doit posséder une bande passante adaptée. La calibration de l'anneau et du capteur de charge est effectuée statiquement sur une machine de traction / compression. Elle est réalisée grâce à un montage spécifique qui permet d'appliquer la charge à l'emplacement des patins lors d'un essai. Néanmoins, il est important d'étudier le comportement dynamique de la structure afin de s'assurer qu'une telle calibration est suffisante pour la plage de fréquences sollicitées. Si ce n'est pas le cas, une méthode de correction des signaux basée sur la formulation d'une fonction de réponse en fréquence peut être utilisée [Castro Martinez *et al.* 2006]. Elle a déjà été adaptée à des phénomènes de coupe pour des vitesses atteignant 300 m/s [Cuny 2012, Vincent 2015].

Une analyse modale numérique a été réalisée sur le logiciel d'éléments finis Abaqus. Les noeuds appartenant à la partie filetée du capteur sont encastrés. Le premier mode défavorable à la mesure en traction / compression des jauges de déformation intervient à 5.9 kHz (cf. figure 2.8).

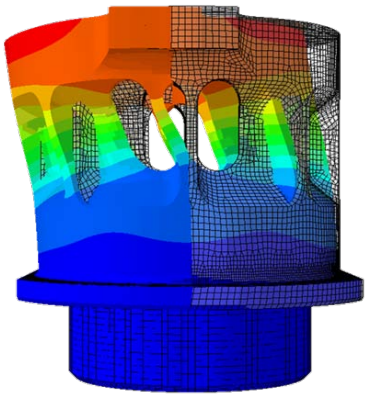


FIGURE 2.8 – Analyse modale du capteur de charge : mode de flexion à 5.9 kHz.

Afin de valider cette étude théorique, une analyse modale du capteur de charge a été réalisée à l'aide d'un marteau d'impact. En se basant sur les travaux de Vincent [2015], la transmissibilité (rapport entre un effort de sortie et un effort d'entrée) du dispositif a été étudiée. La figure 2.9a présente les résultats obtenus jusqu'à 10 kHz. La fonction de réponse en fréquence (FRF) a été calculée du coté de chaque demi-pont de jauges (effort tangentiel 1 et 2). Chaque FRF a été calculée en moyennant les valeurs obtenues sur 10 impacts. Les résultats retranscrivent une résonnance aux alentours de 6 kHz qui peut être à l'origine d'erreurs importantes lors de la mesure. Cette valeur correspond au mode identifié lors de l'étude numérique.

Le contenu fréquentiel d'un essai (vitesse initiale de glissement V_i de 40 m/s et pression normale apparente p de 110 MPa) réalisé sur le banc balistique, acquis sur une durée de 10 ms, est présenté en figure 2.9b. On note l'absence de la résonnance observée précédemment. Cela s'explique par la faible sollicitation de la structure lors des essais (énergie trop faible) où le mode de flexion à 6 kHz n'a pas été activé. Cela nous permet de conclure qu'une calibration statique est suffisante pour les configurations de glissement à étudier dans ces travaux. Cependant, ce point reste à surveiller pour des pressions et vitesses plus élevées.

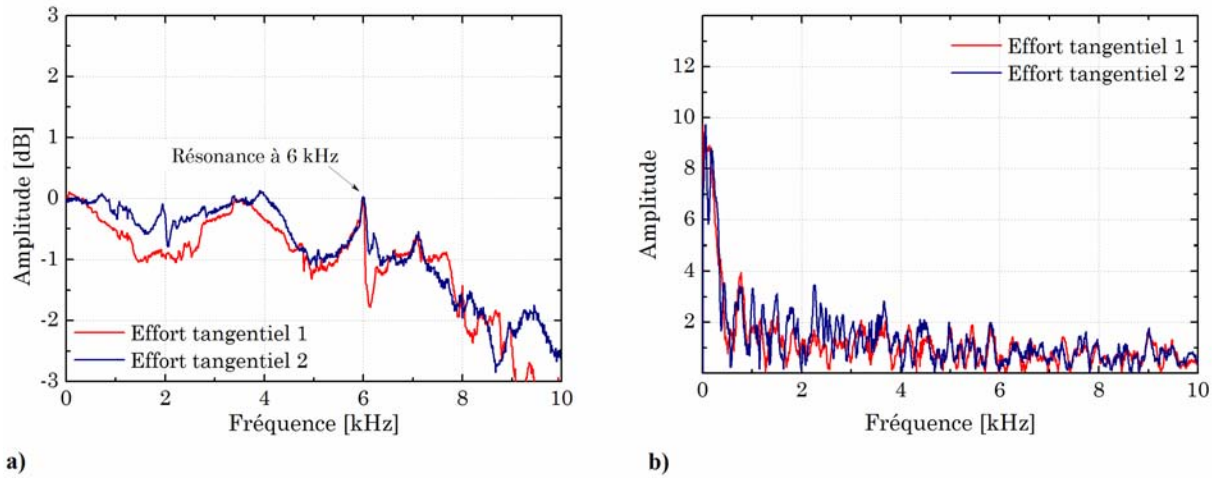


FIGURE 2.9 – a) Analyse modale du capteur de charge (marteau d'impact) et b) FFT d'un essai réalisé sur le banc balistique.

Signaux et post-traitement

L'acquisition des signaux est réalisée avec un conditionneur de signal de marque Dewetron. La fréquence d'acquisition des signaux est de 500 kHz. Un exemple de signaux est présenté en figure 2.10 pour une vitesse initiale de glissement V_i de 40 m/s et une pression normale apparente p de 110 MPa. L'interaction peut être sous divisée en trois zones d'études. La première correspond à l'impact du projectile et à la mise en vitesse de l'éprouvette mobile. On note la constance de l'effort normal malgré le choc occasionné sur la structure. Les efforts tangentiels sont marqués par le passage par un maximum. Cette valeur est parfois associée au coefficient de frottement statique. Plusieurs essais de répétabilité pour une même configuration ont montré que la valeur atteinte n'est pas constante (un rapport deux est parfois observé). Cette derniere englobe plusieurs phénomènes : la perte d'adhérence, le temps de maintien sous charge et le comportement dynamique du capteur de charge. Le fait que les signaux des efforts tangentiels soient en phase confirme le bon alignement du dispositif. La seconde zone est celle dans laquelle des conditions de glissement quasi stationnaires sont observées. Pour l'essai présenté, la pression normale apparente évolue de 98 à 110 MPa. C'est sur cet intervalle de temps que le coefficient de frottement moyen $\bar{\mu}$ est calculé. Pour un essai à une vitesse initiale de 65 m/s, elle dure environ 600 µs ce qui correspond à une longueur de glissement de 30 mm. On note la quasi-constance de l'effort tangentiel moyen. Enfin la troisième zone démarre après 50 mm de glissement. Dans cette dernière, la surface de contact apparente diminue et l'effort normal chute. Après une distance totale de glissement de 60 mm, l'éprouvette mobile est éjectée du contact. La relaxation et la pulsation de l'anneau dynamométrique après essais sont observables.

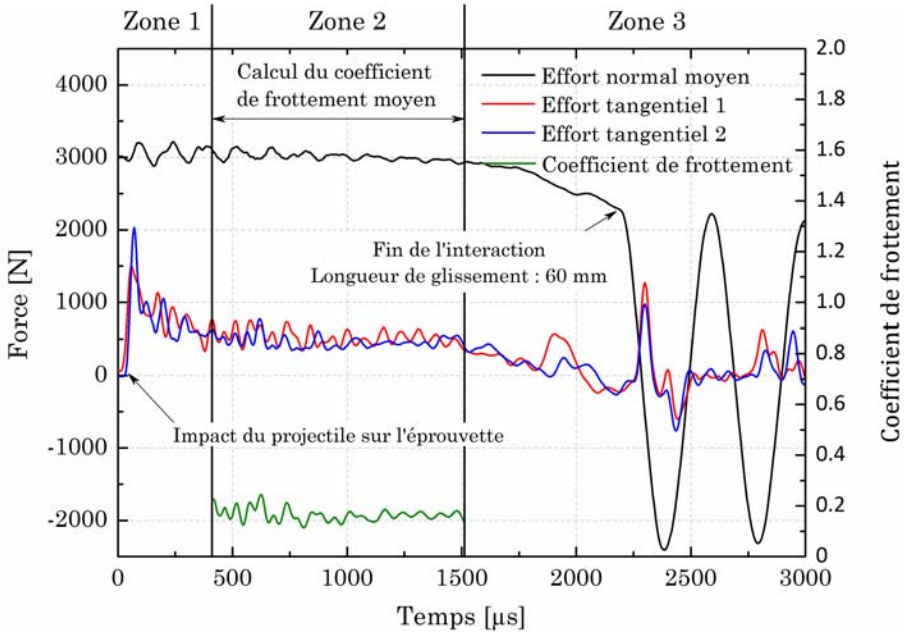


FIGURE 2.10 – Signaux caractéristiques d'une interaction à grande vitesse (banc balistique).

Approche énergétique

En faisant l'hypothèse que la perte d'énergie cinétique est intégralement due aux forces de frottement, la variation de l'énergie cinétique est utilisée pour calculer le travail des forces de frottement pour une longueur de glissement connue :

$$\frac{1}{2}m(V_2^2 - V_1^2) = 2\,\mu_E\,N\,L_{1-2} \tag{2.1}$$

où m est la masse en mouvement, V_2 et V_1 sont les vitesses aux instants 1 et 2, μ_E est le coefficient de frottement énergétique moyen entre les instants 1 et 2, N est l'effort normal moyen appliqué sur un patin entre les instants 1 et 2 et L_{1-2} est la longueur de glissement considérée. L'enregistrement vidéo nous permet de confirmer que le projectile ne touche qu'une seule fois l'éprouvette durant l'interaction, la masse m à considérer est donc de 100 g (masse de l'éprouvette). L'expression du coefficient de frottement est :

$$\mu_E = \frac{\frac{1}{2}m(V_2^2 - V_1^2)}{2\,N\,L_{1-2}} \tag{2.2}$$

Le coefficient de frottement moyen μ_E calculé par le biais de grandeurs énergétiques dépend uniquement de la force normale mesurée et de la masse en mouvement durant le frottement. L'erreur de mesure expérimentale de la vitesse réelle a donc une influence directe sur le calcul du coefficient de frottement moyen énergétique. Des essais de validation ont été réalisés pour comparer les valeurs obtenues par les deux méthodes. Les coefficients

de frottement moyens mesurés par le tribomètre $\bar{\mu}$ et calculés μ_E (cf. expression 2.2) sont présentés en figure 2.11.

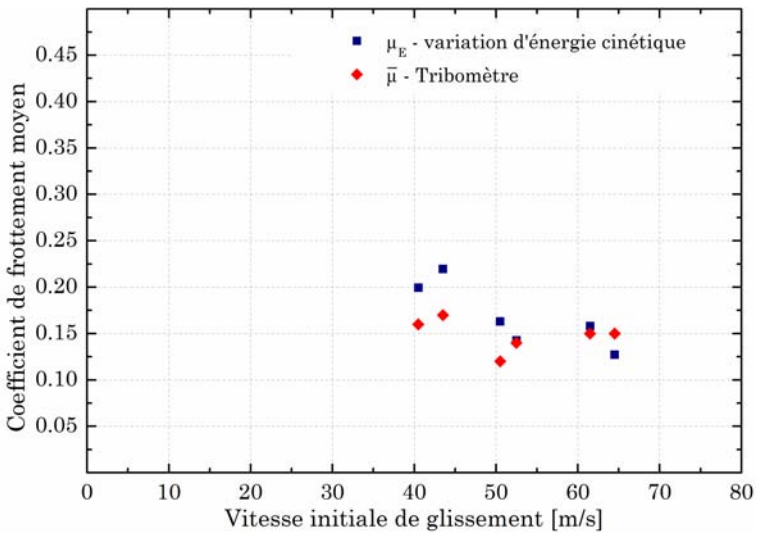


FIGURE 2.11 – Évolution du coefficient de frottement moyen mesuré expérimentalement et du coefficient de frottement énergétique calculé pour un couple Ti6Al4V-Ti6Al4V.

Les erreurs induites sur le calcul du coefficient de frottement moyen à partir de grandeurs énergétiques peuvent théoriquement être importantes. Le relevé de la position de l'éprouvette au cours de l'interaction a été réalisé deux fois pour chaque essai afin de valider la répétabilité de la mesure. Malgré cela, une incertitude de mesure liée à la faible résolution de la caméra et au flou de bougé durant l'acquisition vidéo persiste. La mesure du coefficient de frottement moyen ne sera donc réalisée qu'avec le tribomètre. La caméra sera uniquement utilisée pour la mesure de la vitesse au cours de l'interaction.

Ces essais de validation ont permis de fixer la plage d'utilisation du banc balistique. Des essais à une vitesse d'impact de 20 m/s ont par exemple conduit à plusieurs impacts et à un arret de l'éprouvette avant la fin de l'interaction. Cela s'explique par un niveau d'énergie cinétique apporté au système plus faible et par un coefficient de frottement moyen plus élevé à $V_i = 20$ m/s qu'à 40 m/s. Afin de conserver une approche qualitative sur les différentes configurations, une longueur de glissement fixe de 60 mm est adoptée. De plus, il n'est pas admis que le projectile "ré-impacte" l'éprouvette au cours de l'interaction car il devient alors difficile de déterminer les conditions de l'essai : l'apport d'énergie induit par les différents impacts conduit à une "ré-accélération" de l'éprouvette. La plage d'utilisation du banc est donc $40 < V_i < 70$ m/s pour une longueur de glissement de 60 mm.

2.1.2.2 Tour de chute et machine de traction - compression

Présentation

Afin d'étudier des vitesses inférieures à 40 m/s, le tribomètre a été adapté sur une tour de chute pour réaliser des essais à une vitesse de glissement de 8 m/s. Ce dispositif permet de réaliser une chute libre avec une énergie maximale de 1.8 kJ, une vitesse maximale de 20 m/s ou une masse maximale de 55 kg. L'impacteur possède une forme hémisphérique comparable à celle utilisée sur le banc balistique. Le constructeur (Instron) fournit un tableau récapitulatif des configurations possibles sachant qu'il n'est pas admis de travailler à vitesse et masse maximales. Suite à des essais de validation, la seule configuration exploitable sur une longueur de glissement de 60 mm est une vitesse de 8 m/s pour une masse de 55 kg. La hauteur nécessaire à l'obtention d'une telle vitesse est supérieure à trois mètres. Le dispositif utilisé n'en mesure pas plus de deux, un ressort permet d'augmenter la hauteur virtuelle de la chute libre. L'énergie importante imposée, proche de 1.8 kJ, conduit à un contact quasi continu entre l'impacteur et l'éprouvette et donc à une vitesse constante de 8 m/s durant l'essai (phénomène confirmé par l'enregistrement vidéo).

Signaux et post traitement

Les signaux caractéristiques obtenus sur ce dispositif sont présentés en figure 2.12. On note une chute de l'effort normal au cours de l'interaction. Cela est dû à l'usure des pièces en contact et donc à la modification de l'écartement de l'anneau dynamométrique. Les efforts tangentiels mesurés de chaque côté du tribomètre (1 et 2) sont fortement perturbés durant l'interaction. Les défauts géométriques de la tour de chute semblent principalement à l'origine de cette dispersion. Le support réalisé, permettant le montage du tribomètre, est fixé sur la partie inférieure de la machine. Une attention particulière a été portée sur l'alignement du tribomètre et de l'impacteur. Le non déphasage des deux signaux d'efforts tangentiels lors de la mise en contact de l'impacteur avec l'éprouvette confirme que la surface de contact est au centre de la zone arrière de l'éprouvette mobile. Par contre, la non co-axialité de l'impacteur avec l'axe vertical de la machine conduit à un déphasage des signaux au cours de l'interaction. La variation de l'effort normal et les phénomènes d'usure expliquent aussi les variations observées. Ces éléments ne permettent pas d'exploiter les signaux sur toute la plage temporelle de l'essai (environ 8 ms pour un essai à 8 m/s). La zone de calcul du coefficient de frottement moyen $\bar{\mu}$ (zone 2) est réduite à 1.1 ms. Cela permet d'extraire un coefficient de frottement moyen pour une pression normale apparente quasi constante et un état quasi stationnaire de glissement.

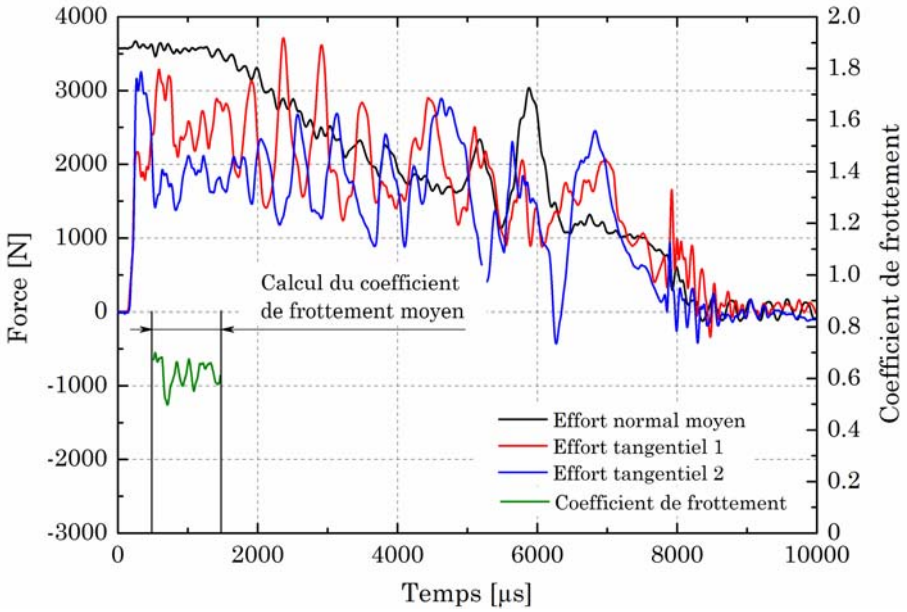


FIGURE 2.12 – Signaux caractéristiques d'une interaction à une vitesse de 8 m/s effectuée sur la tour de chute.

2.1.3 Bilan sur la mesure des efforts de frottement

La première partie de ce chapitre a permis de présenter les outils de mesure des efforts normaux et tangentiels lors du glissement. Un tribomètre spécifique est utilisé pour réaliser des essais sous chargement quasi instantané : l'enregistrement vidéo d'un essai a montré que la mise en vitesse du corps mobile est inférieure à 100 µs. L'ensemble des remarques et analyses peuvent être résumés par :

— L'analyse modale du capteur de charge a mis en exergue un mode défavorable à la mesure de l'effort de frottement intervenant à 6 kHz. Une analyse fréquentielle d'un essai a montré que ce mode n'est pas activé lors de nos essais. Le tribomètre est calibré statiquement et aucune correction n'est appliquée aux signaux mesurés.

— Une caméra ultra rapide est utilisée pour mesurer la vitesse réelle de l'éprouvette au cours de l'essai.

— Les bancs expérimentaux (i.e. banc ballistique et tour de chute) permettent de réaliser des essais à une vitesse initiale V_i comprise entre 40 et 70 m/s avec décélération (induite par le travail des forces de frottement) et à une vitesse constante de 8 m/s.

— La longueur de glissement l a été fixée à 60 mm.

— Un coefficient de frottement moyen $\bar{\mu}$ est mesuré sur une plage temporelle où les efforts normal et tangentiel sont stables.

2.2 Mesure de la température à l'interface de contact

Lors du processus de frottement, une partie de la puissance mécanique est convertie en chaleur. Les températures atteintes en surface des deux pièces en contact peuvent conduire à de l'oxydation, de l'usure, des instabilités thermoélastiques (i.e. dilatation) et même à la fusion partielle du matériau. Cette partie comporte un état de l'art sur la mesure expérimentale de la température au contact pour des interactions à grande vitesse. Les différentes étapes de conception et de validation d'un thermocouple feuille-pièce sont détaillées. Ce capteur est ensuite intégré au dispositif de frottement pour mesurer la température moyenne atteinte lors d'un contact sec Ti6Al4V-Ti6Al4V.

2.2.1 État de l'art

La mesure expérimentale des températures atteintes au cours d'interactions à haute vitesse est un problème complexe de part le faible temps d'interaction, la détérioration des surfaces et le confinement du contact. Différentes techniques sont utilisées dans la littérature [Komanduri et Hou 2001] : la pyrométrie à rayonnement infrarouge, l'utilisation de thermocouples, ou encore des marqueurs thermiques déposés sur les surfaces en contact. Cette dernière technique qui consiste à déposer de faibles quantités de métaux, dont les températures de fusion sont connues, sur les surfaces de contact ne sera pas présentée car elle ne permet pas de mesurer la température de manière quantitative.

2.2.2 Mesure radiative

La mesure de température par rayonnement d'émission thermique est une méthode sans contact qui se base sur le transfert de l'énergie rayonnée par la source de chaleur vers un capteur. Cette méthode permet de ne pas perturber les échanges entre la source et l'environnement.

Un instrument de mesure muni d'un filtre spectral centré sur une longueur d'onde λ sert à mesurer la luminance monochromatique L_λ qui dépend de la température. Le rapport de luminance monochromatique d'une surface L_λ avec celle d'un corps noir L_λ^{cn} est l'émissivité monochromatique ϵ_λ :

$$\epsilon_\lambda = \frac{L_\lambda(T)}{L_\lambda^{cn}(T)} \tag{2.3}$$

La luminance monochromatique d'un corps noir est défini par la loi de Planck. La valeur de la luminance monochromatique L_λ dépend uniquement de l'émissivité et de la température :

$$L_\lambda(T) = \epsilon_\lambda \frac{C_1 \lambda^{-5}}{exp(\frac{C_2}{\lambda T}) - 1} \tag{2.4}$$

où C_1, C_2 sont la première et la deuxième constante de rayonnement.

Il ne faut pas oublier que le facteur monochromatique d'absorption, et donc l'émissivité monochromatique du corps, dépend non seulement de la longueur d'onde λ, mais aussi de la température, de la direction d'émission, de la polarisation du rayonnement, sans parler de la nature même du corps, de sa microstructure, de son état de surface et de sa semi-transparence. Les valeurs de ϵ_λ publiées sont généralement des valeurs moyennes pour le demi-espace dans lequel rayonne la surface du corps, ou l'émissivité pour la direction normale à la surface. Les caractéristiques du corps : état de surface, pureté, microstructure, ne sont pas toujours bien définies, ce qui peut entraîner de graves confusions et des erreurs majeures [Cabannes 1996].

Bowden et Thomas [1954] mesurent les températures atteintes avec un montage pion-disque, le disque est en verre et le pion en acier. La transparence du disque permet de mesurer les radiations d'émissions thermiques au niveau de la zone de contact des deux surfaces. La vitesse de glissement est de 0.7 m/s et la pression normale apparente de 40 MPa. Les auteurs estiment que l'adoucissement thermique du verre apparait à environ 800°C et que la température augmente avec la charge appliquée et la vitesse de glissement. Les températures mesurées atteignent le point de fusion de l'acier.

Parker et Marshall [1948] s'intéressent aux températures atteintes dans le cas d'études portant sur le freinage ferroviaire. Les auteurs estiment que certains pics de température sont responsables de variations au niveau de la valeur du coefficient de frottement, de l'usure, et de la production de "points chauds" qui conduisent à des fissures.

Afin de s'affranchir de la connaissance de l'émissivité du matériau, Siroux *et al.* [2010] ont développé un pyromètre bichromatique pour mesurer les températures atteintes dans le cadre d'essais pion-disque. Ce dispositif permet de mesurer des températures comprises entre 200 et 1 000°C avec un temps de réponse de 8 µs. L'erreur sur la mesure est estimée inférieure à 14°C pour des températures supérieures à 400°C, soit inférieure à 3.5 %.

Un pyromètre bichromatique composé de deux détecteurs ayant chacun un filtre différent permet de mesurer une luminance pour deux longueurs d'onde différentes. En considérant la loi de Planck et en faisant l'hypothèse d'un corps gris (l'émissivité reste constante entre les longueurs d'onde λ_1 et λ_2) il est possible de s'affranchir de la valeur de l'émissivité :

$$T = \frac{C_2(\frac{1}{\lambda_2} - \frac{1}{\lambda_1})}{ln(\frac{L_{\lambda 1}}{L_{\lambda 2}} \frac{A_{\lambda 2}}{A_{\lambda 1}} (\frac{\lambda_1}{\lambda_2})^5)} \tag{2.5}$$

La fibre optique, d'un diamètre de 8 mm, est insérée au centre d'un pion en composite à matrice organique d'un diamètre de 38 mm. Le disque est en acier C38. Les essais ont été menés pour des vitesses de glissement jusqu'à 15 m/s et une pression normale apparente de 0.8 MPa. En combinant un pyromètre monochromatique et un bichromatique, les auteurs peuvent étudier l'évolution de la valeur de l'émissivité au cours du contact.

Les caméras de thermographie sont basées sur le même principe de fonctionnement si elles utilisent une mosaïque de détecteurs. Cependant, les modèles les plus performants n'utilisent qu'un seul détecteur avec un dispositif de balayage d'image pour obtenir une cartographie [Cabannes 1996]. Sutter et Ranc [2010] utilisent ce dispositif de mesure pour évaluer les températures atteintes dans le cadre d'un contact plan-plan. Il s'agit d'un contact entre deux corps en acier bas carbone pour une vitesse de glissement de 38 m/s et une pression normale apparente de 90 MPa. Un perçage, permettant le passage de la caméra thermique, est réalisé sur l'une des deux surfaces. Les températures enregistrées (voir figure 2.13) révèlent des instabilités thermiques qui correspondent, selon les auteurs, à une non-uniformité des pressions de contact et à la présence de "points chauds". Ces derniers seraient dus au passage des aspérités des surfaces en contact. Cependant, une erreur liée aux effets de bords et à la modification de la nature du contact est à considérer. Bien que cette méthode soit sans contact, le trou réalisé dans le pion peut conduire à un amas de débris (i.e. modification de la nature du contact) et perturbe l'écoulement de la chaleur.

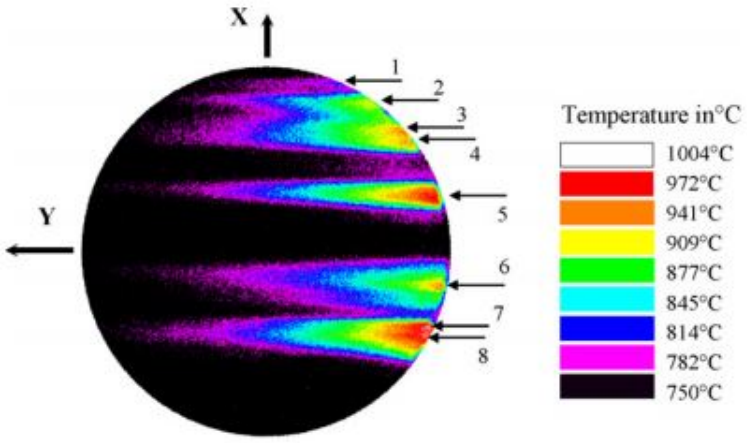


FIGURE 2.13 – Températures mesurées pour un contact acier-acier à 38 m/s et 90 MPa [Sutter et Ranc 2010].

Les techniques de mesure basées sur le rayonnement thermique permettent de réaliser des cartes thermiques sur une plage de mesure pouvant dépasser la température de fusion des matériaux pour des interactions à grande vitesse. La principale limite est due au fait que la température de rayonnement mesurée diffère autant de la température vraie que l'émissivité de la surface s'écarte de l'unité. Dans le cas du frottement, les contacts, souvent confinés, rendent délicat l'utilisation de pyromètres ou de caméras thermiques.

2.2.3 Thermocouples

2.2.3.1 Effets thermoélectriques

Thomas Johann Seebeck découvre, en 1822, l'apparition d'une force électromotrice (f.é.m.) dans un circuit fermé, composé de deux conducteurs différents, lorsque les jonctions sont à des températures différentes. Cela est dû aux effets Peltier et Thomson présents dans le circuit :

— Effet Peltier : Dégagement ou absorption de chaleur, autre que l'effet Joule, provoqué par le passage d'un courant électrique à travers les jonctions de deux conducteurs A et B portés à la même température.

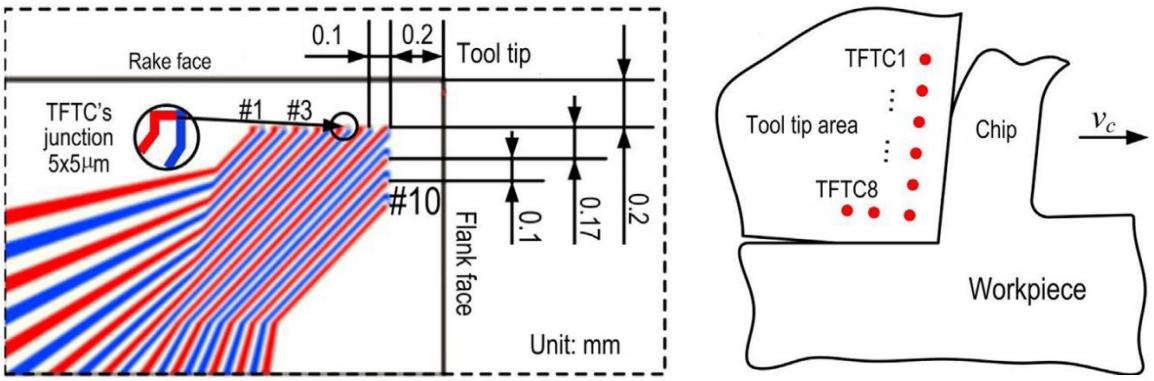
— Effet Thomson : Dégagement ou absorption de chaleur, autre que l'effet Joule, qui accompagne le passage d'un courant électrique à travers un conducteur homogène dont la température n'est pas uniforme.

Lorsque les deux conducteurs sont parfaitement homogènes, la f.é.m de Seebeck dépend uniquement des températures de la jonction chaude et de la jonction froide. Elle est indépendante de la taille et de la résistance des conducteurs. Le principe de fonctionnement d'un thermocouple repose sur l'utilisation de deux matériaux différents. Le choix de ces derniers dépend de leur stabilité à haute température, du domaine d'utilisation, et de la sensibilité (en µV/K) requise.

2.2.3.2 Thermocouples classiques

Les thermocouples standards sont désignés par une lettre qui correspond à un couple de matériaux. Les plus utilisés, à base de métaux communs, permettent de mesurer des températures allant jusqu'à 1 300°C pour une sensibilité de 41 µV/K (exemple d'un type K : nickel-alumel). Passée cette température, il est nécessaire d'utiliser des thermocouples à base de métaux précieux tels que le platine. Ces derniers, plus onéreux et moins sensibles, permettent d'atteindre un domaine d'utilisation allant jusqu'à plus de 2 000°C.

En tribologie, les thermocouples classiques sont généralement noyés dans les corps en contact. Un certain nombre de perçages est réalisé sur la pièce concernée, le but étant de placer un thermocouple au plus près de la surface de contact. La réalisation de ces percages peut être délicate dans le cas des matériaux durs telle que la céramique. De plus, ils peuvent altérer la conduction thermique et la rigidité de la pièce. Dans la plupart des études menées, plusieurs pièces ne comportant qu'un seul thermocouple situé à différentes distances de la surface de contact sont utilisées. Li *et al.* [2013] ont utilisé huit thermocouples pour mesurer les températures atteintes lors du processus de coupe, la figure 2.14 présente la configuration de mesure.



(a) Localisation des thermocouples.

(b) Présentation de la configuration de mesure.

FIGURE 2.14 – Mesure de température lors d'interactions de coupe à l'aide de thermocouples intégrés à l'outil [Li *et al.* 2013].

Qiu *et al.* [2007a] cherchent à déterminer les températures atteintes à l'interface pion-disque pour un contact Ti6Al4V - acier GCr15. Trois thermocouples sont noyés dans le pion à 3, 6 et 12 mm de la surface de contact. L'extrapolation permettant de remonter à la température atteinte à l'interface est basée sur les équations de conduction de la chaleur. La température estimée à une vitesse de glissement de 50 m/s et une pression normale apparente de 1 MPa est supérieure à 1 000°C. Les essais menés pour des vitesses de glissement comprises entre 30 et 60 m/s révèlent que la température augmente avec le produit $p{\cdot}V$ et que l'adoucissement thermique du Ti6Al4V intervient à une température de 787°C.

Cette technique de mesure, de conception particulièrement simple, possède plusieurs limites :

— la présence du trou et du thermocouple peut perturber l'écoulement de la chaleur au sein du matériau,

— la détermination du gradient thermique est basée sur des techniques d'extrapolation souvent approximatives,

— le temps de réponse des thermocouples est limité par leur diamètre et leur masse.

Beck [1992] estime que l'erreur induite avec les thermocouples noyés peut atteindre 50% dans certains cas comme lorsqu'ils sont placés perpendiculairement à la source de chaleur.

2.2.3.3 Thermocouples dynamiques

L'idée d'utiliser les deux matériaux en mouvement relatif pour constituer un thermocouple a été proposé simultanément par Shore aux États-Unis, Gottwein en Allemagne, et Herbert au Royaume-Uni. Cette technique est souvent appelée "Shore-Gottwein-Herbet" en tribologie. La soudure chaude est effectuée pendant l'interaction, lors du contact entre les deux matériaux. La calibration de ces thermocouples se fait de la même manière que pour les thermocouples classiques. Les deux matériaux formant la jonction chaude sont placés dans une enceinte thermique à température connue, la f.é.m aux bornes des deux pôles est mesurée pour déterminer la sensibilité.

Bowden et Ridler [1936b] mesurent les températures atteintes pour une interaction pion-disque dans le cas d'un contact métallique. Les résultats expérimentaux les confortent dans le modèle théorique qu'ils ont proposé : la température de surface évolue de manière inversement proportionnelle à la racine carré de la conductivité thermique. Ils observent aussi que la génération de chaleur est très intense sur une épaisseur extrêmement fine à la surface des deux matériaux en contact.

Spurr [1980] réalise des mesures de température entre un fil et un disque tournant. Plusieurs configurations ont été testées dans le cas de contacts métalliques (acier, laiton, zinc, aluminium, cuivre). Il en conclut que le modèle théorique proposé par Bowden et Ridler [1936b], repris plus tard par Blok [1938] et Jaeger [1942a], surestime les températures atteintes à l'interface dans le cas des matériaux à faible conductivité thermique.

Furey [1964] étudie le cas d'un contact sec entre deux sphères, l'une, fixe, est en constantan et l'autre, tournant à vitesse constante, est en acier. Il utilise le principe de " Shore-Gottwein-Herbet " pour mesurer les températures atteintes pour une pression de Hertz comprise entre 158 et 393 MPa et une vitesse de glissement entre 0.14 et 2.24 m/s. Il observe que l'évolution de la température est indépendante du temps de contact et de l'usure mais augmente considérablement avec la vitesse et la pression de contact. Ici aussi, les valeurs mesurées expérimentalement sont bien inférieures aux valeurs calculées avec les modèles de Blok [1938] ou de Jaeger [1942a]. Les effets liés à la nature du contact, et donc à la surface réelle de contact, modifient la résistance thermique de l'interface. Cela

peut être un élément de réponse concernant les différences constatées entre les modèles théoriques et les valeurs expérimentales [Komanduri et Hou 2001].

Ce processus de mesure possède certaines limitations :

— les études menées sur des couples de matériaux identiques ou non conducteurs ne sont pas possibles,

— si de l'oxydation apparait à la surface d'un des deux matériaux, une calibration particulière doit être réalisée.

2.2.3.4 Thermocouples feuille-pièce

Rowe *et al.* [1995] utilisent un thermocouple rectifiable qu'ils jugent plus intéressant car les f.é.m produites par l'action des grains (de la meule lors de la réctification des pièces) sont automatiquement moyennées. Une feuille d'un matériau connu est isolée entre deux feuilles d'un matériau isolant puis inséré au sein d'une pièce. Dans le cas de matériaux non conducteurs des thermocouples doubles sont utilisés, deux feuilles conductrices sont insérées au sein d'un substrat. Les déformations plastiques induites pendant l'interaction conduisent à créer une jonction chaude entre la feuille et la pièce. La figure 2.15 présente cette méthode appliquée au cas de la rectification [Lefebvre 2005]. La f.é.m mesurée étant indépendante de la taille des connecteurs, la principale difficulté est de créer puis conserver ces derniers tout au long de l'interaction. Un exemple avant et après rectification est présenté en figure 2.16. La largeur des feuilles permet de contrôler la surface sur laquelle la température est moyennée.

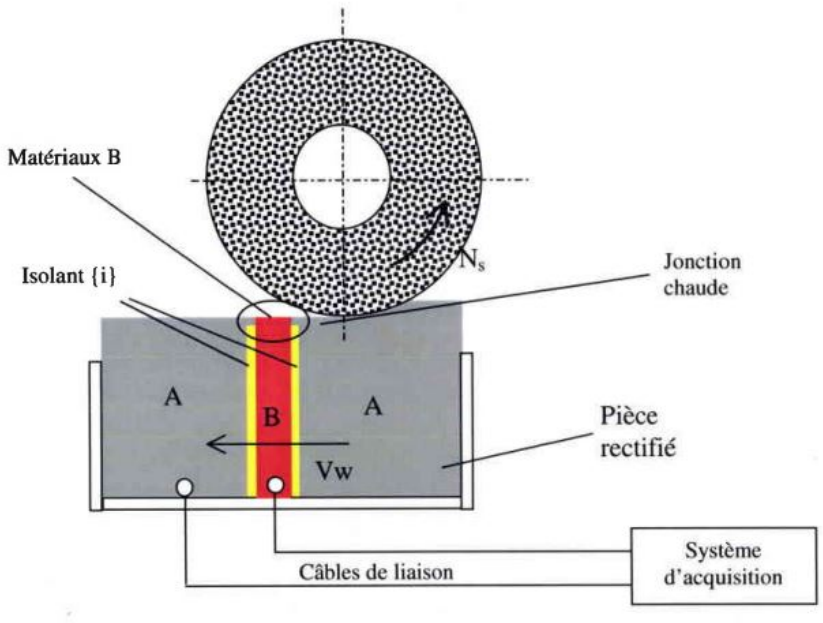
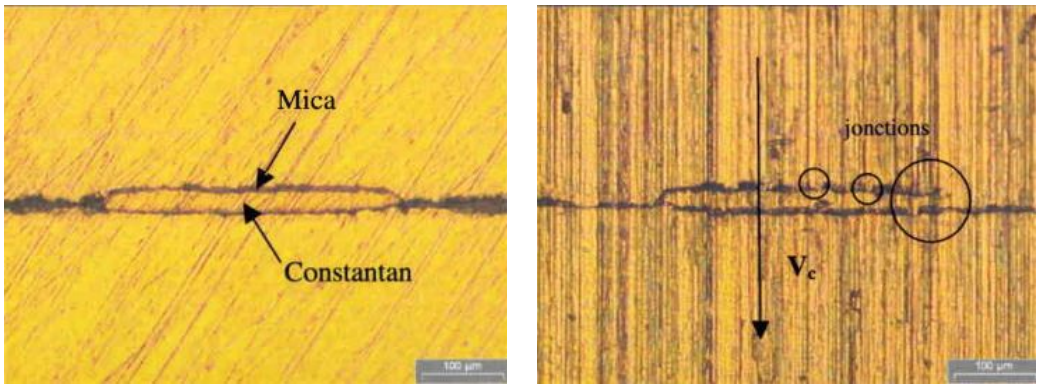


FIGURE 2.15 – Thermocouple feuille-pièce appliqué au cas de la rectification [Lefebvre 2005].



(a) Circuit ouvert. (b) Circuit fermé après rectification.

FIGURE 2.16 – Obtention d'un circuit fermé par rectification.

Dans le cas de matériaux déjà utilisés par les thermocouples classiques, comme le fer et le constantan (type J), la sensibilité thermoélectrique du capteur est connue. Pour les autres matériaux, l'ensemble pièce-capteur est placé dans une enceinte thermique permettant de relever la température et la f.é.m générée. Lors d'essais à grande vitesse, les temps d'interaction très courts ne conduisent pas à une répartition équitable de la chaleur entre les différents composants du capteur. En effet, les propriétés thermophysiques de la feuille conductrice et des feuilles isolantes doivent être considérées.

Tian *et al.* [1992] ont étudié l'influence de la présence du thermocouple sur l'écoulement de la chaleur. Leur modélisation par éléments finis basée sur le mouvement d'une source de chaleur sur une pièce avec et sans thermocouple permet de considérer comme négligeable la présence du thermocouple. Lefebvre *et al.* [2012] estime que l'erreur induite par la présence du thermocouple dans l'étude des températures flash peut atteindre 25% pour le couple acier C45-constantan.

La température atteinte lors du refroidissement des températures flash correspond à la température moyenne, ou température de fond, de la pièce. L'estimation de cette température nécessite de traiter le signal brut. La première approche consiste à appliquer un filtre passe-bas au signal brut. La valeur du filtre à appliquer semble arbitraire : Fang *et al.* [2008] proposent d'appliquer un filtre à 300 Hz, Xu et Malkin [2001] proposent eux d'appliquer un filtre à 1 kHz pour une fréquence d'acquisition minimale de 3 kHz.

La seconde méthode proposée par Snoeys *et al.* [1978] et reprise par Lefebvre [2005] consiste à considérer une enveloppe inférieure du signal. Il a été observé que la différence d'interprétation (application d'un filtre passe-bas ou enveloppe inférieure du signal) d'un même signal peut conduire à une erreur de 20% sur la valeur de la température moyenne.

Techniques	**Localisation de la mesure**	**Type de mesure**	**Modification du flux de chaleur**	**Remarques**
Caméra thermographique	- Surface transverse	Cartographie	Non	-Principalement applicable pour des matériaux transparents
	- Surface de contact	Cartographie	Oui	- Discontinuité de la surface de contact (trou nécessaire)
Thermocouple noyé	Epaisseur du matériau	Locale	Oui	- Méthode inverse pour obtenir la température à l'interface de contact
Thermocouple dynamique	Extrême surface de contact	Moyénnée sur la surface de contact	Non	- Matériaux en contact nécessairement différents - Etalonnage nécessaire (attention à l'oxydation)
Thermocouple feuille - pièce	Extrême surface de contact	Moyennée sur la surface du thermocouple	Oui	- Etude possible des températures flash - Temps de réponse très faible - Effet intrusif du thermocouple à considérer

Tableau 2.2 – Synthèse des capacités des techniques de mesure de température à l'interface de contact.

2.2.4 Intégration d'un thermocouple feuille-pièce au sein du montage de frottement

Un thermocouple de type feuille-pièce est utilisé pour mesurer la température à l'interface de contact. Cette technique requiert la création de la jonction chaude du thermocouple au cours de l'interaction de frottement. Cette dernière est formée par une multitude de microcontacts entre les deux pôles du thermocouple. La f.é.m mesurée correspond donc à la moyenne des f.é.m pour l'ensemble des microcontacts constituant la jonction chaude. L'évaluation de la température de fond au cours de l'interaction nécessite de conserver la jonction chaude pendant tout l'essai, soit au moins un microcontact. La nature du contact étudié (contact plan-plan pour un couple Ti6Al4V-Ti6Al4V à haute vitesse de glissement) conduit à des déformations en cisaillement importantes et à l'apparition d'un troisième corps. Ces éléments vont favoriser la création et la régénération des microcontacts tout au long de l'interaction.

La présence du thermocouple au sein de la pièce en Ti6Al4V modifie la nature des surfaces initiales de contact. La différence entre les propriétés thermophysiques du thermocouple et de la pièce peut conduire à une erreur systématique lors de la mesure de température. Lefebvre *et al.* [2012] ont montré que cette erreur dépend notamment de la taille et de la forme de la jonction chaude, dans certaines conditions elle peut atteindre 25%. Comme illustré en figure 2.17, la température mesurée dans notre cas est une température d'interface (cela est dû au fait que la majorité des microcontacts va être créée par le troisième corps) et non directement la température de la pièce. Afin d'évaluer l'influence des propriétés thermophysiques du thermocouple par rapport à celles de la pièce en Ti6Al4V, deux types de thermocouple vont être utilisés dans ces travaux. L'erreur liée à la présence du mica sera étudiée dans le chapitre suivant grâce à une modélisation numérique basée sur le déplacement d'une source de chaleur.

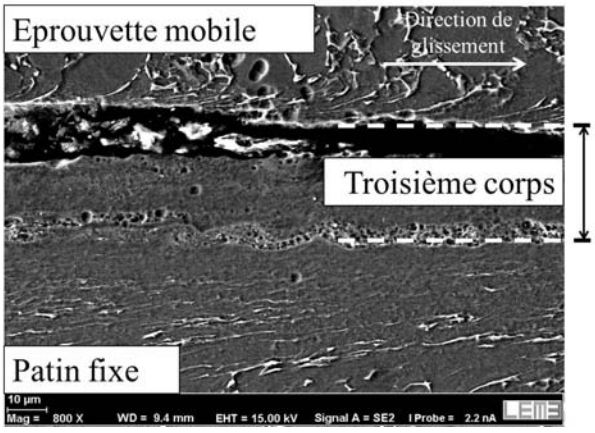


Figure 2.17 – Illustration de l'interface de contact.

2.2.4.1 Choix du couple thermoélectrique

Le premier matériau constituant le thermocouple est nécessairement l'alliage de titane Ti6Al4V. Le second doit être choisi en fonction de sa température de fusion, de ses propriétés thermophysiques et doit posséder une sensibilité thermoélectrique suffisante. Les deux couples Ti6Al4V-constantan (type C) et Ti6Al4V-molybdène (type M) ont été étudiés. Le premier présente l'avantage d'offrir une sensibilité importante (Kikuchi [2009] l'a évalué à 39.1 µV/K pour le type C). Comme présenté dans le tableau 2.3, les propriétés thermophysiques du constantan sont relativement proches de celles du Ti6Al4V [Bourgès Monnier 1998, Tricot 1988, Lefebvre 2005]. La principale limite de ce couple est la température de fusion du constantan qui limite son utilisation théorique à 1 300 °C.

Un matériau ayant une température de fusion supérieure à celle du Ti6Al4V a été choisi pour le second couple. Les propriétés thermoélectriques du couple Ti6Al4V-molybdène étant inconnues, il a été placé dans une enceinte thermique. La f.é.m mesurée, associée à la température de l'enceinte (mesurée par un thermocouple de type S), a permis d'évaluer la sensibilité du thermocouple. Sa valeur est de 16 µV/°C. En dépit d'une température d'utilisation importante, les propriétés thermophysiques du molybdène sont assez éloignées de celles du Ti6Al4V. L'erreur associée à ce couple pourrait donc être supérieure à celle du couple Ti6Al4V-constantan.

	Densité [kg m^{-3}]	**Température de fusion** [°C]	**Conductivité thermique** [W $\cdot m^{-1} \cdot K^{-1}$]		**Capacité thermique massique** [$J \cdot kg^{-1} \cdot K^{-1}$]		**Enthalpie de fusion** [$J \cdot g^{-1}$]
			20 °C	1 600 °C	20 °C	1 600 °C	
Ti6Al4V	4 400	1 650	7	30	500	850	360
Molybdène	10 220	2 623	142	84	247	339	-
Mica	2 900	1 275	0.5	0.5	837	837	-
			20 °C	400 °C	20 °C	400 °C	
constantan	8 900	1 300	22	29	396	427	240

Tableau 2.3 – Propriétés thermophysiques des matériaux constituants les deux types de thermocouple.

Les propriétés d'utilisation des deux types de thermocouples sont rassemblées dans le tableau 2.4.

	Coefficient de Seebeck vs. Ti6Al4V [µV/K]	**Limite d'utilisation** [°C]
Molybdène (Type M)	16	1650
Constantan (Type C)	39.1 [Kikuchi 2009]	1300

Tableau 2.4 – Propriétés thermoélectriques des deux thermocouples étudiés.

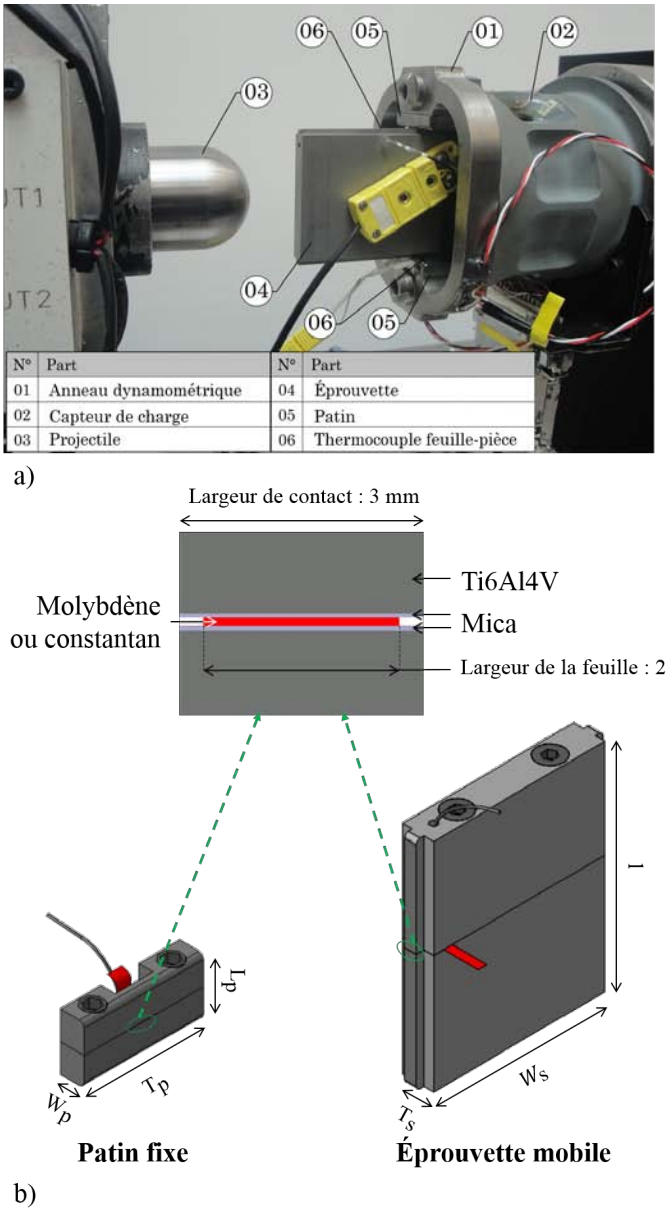
Pour des mesures de température inférieures à 1 300 °C, le type C semble théoriquement plus adapté que le type M. Par contre, pour des températures comprises entre 1 300 °C et 1 650 °C, le type M serait à privilégier. La sensibilité de ce dernier reste intéressante en comparaison des thermocouples classiques (à base de platine) qui ont une sensibilité thermoélectriques de l'ordre de 10 µV/K (contre 16 µV/K pour le type M).

2.2.4.2 Conception du capteur

Une feuille de molybdène, ou de constantan, est insérée entre deux feuilles de mica dans la pièce en Ti6Al4V. Les feuilles en mica servent à isoler électriquement les deux pôles du thermocouple. L'épaisseur des feuilles est de 25 µm pour le molybdène, ou le constantan, et 10 µm pour les feuilles de mica. L'épaisseur totale du thermocouple est donc de 45 µm. La largeur de l'ensemble des feuilles est de l'ordre de 2 mm. La largeur du contact étant de 3 mm, cela permet de ne pas créer de microcontacts à l'extérieur de la surface de contact.

L'intégration du thermocouple est présentée en figure 2.18, ce dernier est bridé par le serrage des deux parties de la pièce en Ti6Al4V. Il est placé à 5 mm du bord du patin fixe. La mesure de température s'effectuera donc sur une longueur de contact de 55 mm ($l - 5$ mm).

Dans le cas de l'éprouvette mobile, le thermocouple est placé à 30 mm du bord, la longueur de contact correspond au passage du thermocouple sur le patin fixe, soit 10 mm (i.e. L_p). La longueur des éprouvettes mobiles et de 60 mm sans thermocouple, et 55 mm avec. Les surfaces de contact sont ensuite rectifiées pour obtenir des surfaces planes. Cela permet aussi de créer une jonction chaude en extrême surface (passes de 2 µm lors de la rectification) et vérifier qu'il n'y pas de jonctions électriques en sous surface (cela aurait pour conséquence d'abaisser le niveau température moyen).



N°	Part	N°	Part
01	Anneau dynamométrique	04	Éprouvette
02	Capteur de charge	05	Patin
03	Projectile	06	Thermocouple feuille-pièce

Figure 2.18 – Intégration du thermocouple feuille-pièce au sein des pièces en Ti6Al4V.

2.2.5 Essai de validation

Un essai de validation a été réalisé à une vitesse initiale de glissement V_i de 43 m/s et une pression normale apparente de 118 MPa. Le premier élément à vérifier est le non endommagement des feuilles de mica pendant l'interaction malgré leur faible température de fusion (1 275 °C). La figure 2.19 présente des observations optiques réalisées avant et après frottement. Ces images permettent de valider que les feuilles de mica sont toujours présentes en extrême surface après l'interaction, les températures mesurées sont donc bien représentatives des températures d'interface.

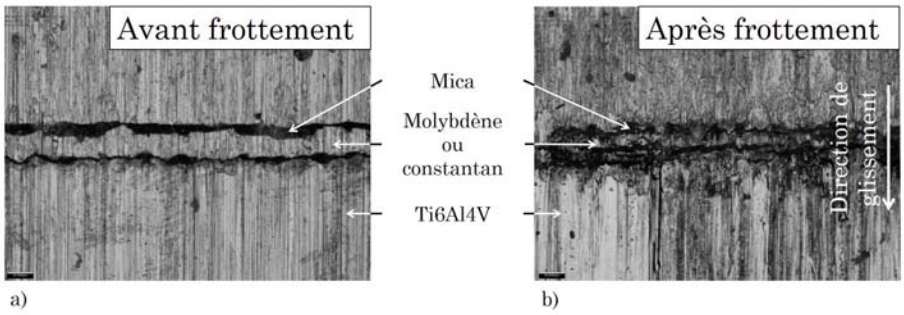


FIGURE 2.19 – Observation optique du thermocouple a) avant et b) après frottement.

Le choix de la fréquence d'acquisition du signal de température dépend du nombre de points souhaités et des phénomènes qu'on souhaite étudier. Lefebvre *et al.* [2006; 2008] utilisent une fréquence de 100 kHz pour étudier les températures flash atteintes avec des vitesses de l'ordre de 30 m/s. Afin de se placer dans des conditions optimales d'acquisition, la fréquence maximale disponible sur le conditionneur est utilisée : 500 kHz. Cette valeur permettra de détecter des températures flash si elles existent. Le signal de température obtenu lors de cet essai de validation au niveau du patin fixe est présenté en figure 2.20.

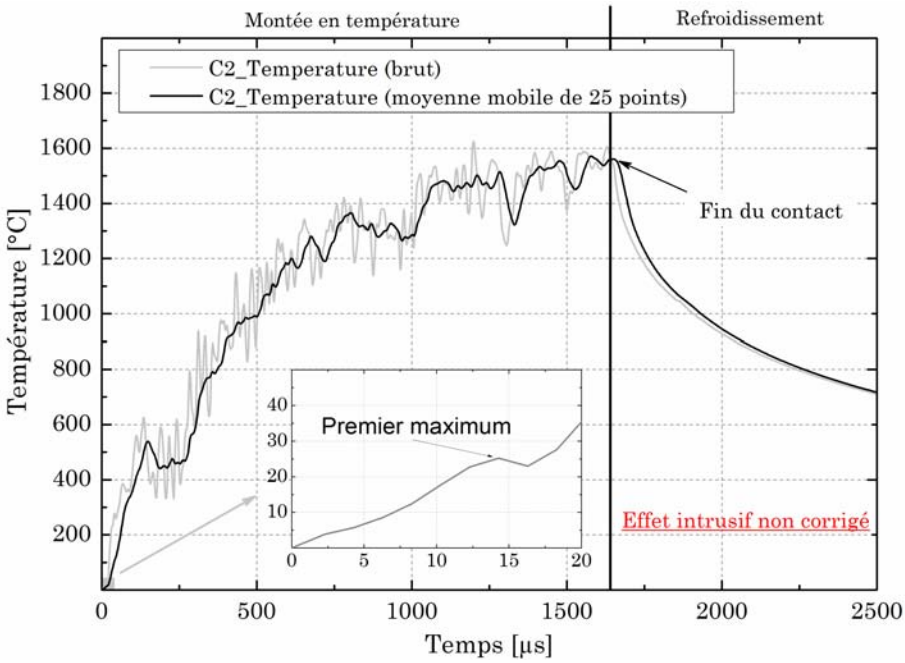


Figure 2.20 – Exemple d'un signal de température pour un essai à $V_i = 43$ m/s avec une pression normale apparente de $p = 118$ MPa (Type C) - Effet intrusif non corrigé.

La phase de montée en température correspond au temps de contact entre le thermocouple et l'éprouvette mobile. Les variations d'amplitude du signal brut correspondent à la régénération des microcontacts au niveau de la jonction chaude. Afin de considérer une température de fond, le signal brut est moyenné (moyenne mobile sur 25 points). Le

premier maximum de température apparait à 14 µs. En considérant 63 % de cette valeur (équivalent à la constante de temps pour un circuit électrique), le temps de réponse du capteur avec cette fréquence d'acquisition est inférieur à 10 µs. Cette valeur, amplement suffisante pour la mesure d'une température moyenne, valide l'utilisation de cette technique lors de conditions extrêmes.

La phase de refroidissement permet d'évaluer la vitesse de trempe, dans notre cas la température diminue de 800°C en 1 ms (avec une tendance non linéaire). Cette première mesure rejoint la remarque effectuée dans le premier chapitre : l'étude actuelle conduit à des temps de refroidissement très éloignés de ceux disponibles dans les diagrammes TRC et TTT. La vitesse de refroidissement mesurée dépend uniquement de la nature, et donc des propriétés thermophysiques, de la jonction chaude.

Cet essai de validation permet de valider la conception, l'intégration et la méthode d'acquisition des signaux. Il faut néanmoins garder à l'esprit que les températures ont été mesurées avec un patin contenant le thermocouple. Les feuilles de mica (isolantes) et la feuille de Constantan ou de Molybdène perturbent l'écoulement de la chaleur. L'effet intrusif doit être évalué et corrigé à l'aide d'une modélisation numérique basée sur le déplacement d'une source de chaleur. Cette étude sera décrite dans le chapitre suivant. Elle permettra d'évaluer l'erreur de mesure expérimentale et d'extrapoler la mesure (moyennée sur la largeur du contact au centre du patin fixe) à l'ensemble de la surface de contact.

2.3 Analyses *post mortem*

2.3.1 Profils d'usure et volume usé

Des mesures profilométriques ont été réalisées sur le patin fixe avec une machine à mesurer tridimensionnelle optique (Alicona InfiniteFocus). La résolution verticale est de 10 nm. Pour chaque configuration d'essai, des mesures de profil sont réalisées au centre de la trace de frottement. La figure 2.21 illustre la méthode de mesure : un profil est mesuré sur toute la largeur du patin (soit 10 mm) en moyennant le profil transversal sur un millimètre (soit un tiers de la largeur de contact). Afin de considérer une usure moyenne, les bords ne sont pas inclus dans la mesure. Cela permet de tracer l'évolution de l'usure à la surface des échantillons dans la direction de glissement.

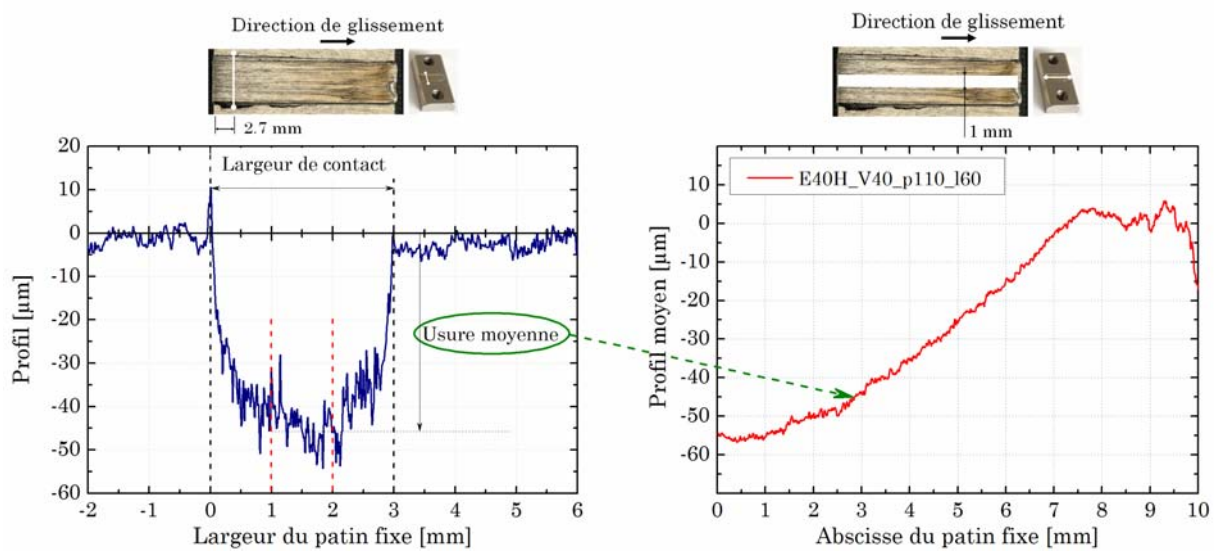


FIGURE 2.21 – Profil d'usure moyenne.

Une mesure volumétrique du corps 3D est réalisée pour calculer le volume usé lors de chaque essai. Un plan moyen représentant la surface du corps avant glissement est défini. Le volume se situant sous ce dernier correspond au volume usé. Dans cette mesure, toute la surface de contact est considérée (et pas seulement le centre). La valeur obtenue sera utilisée pour calculer le taux d'usure (en mm^3/m).

2.3.2 Observation de la microstructure

2.3.2.1 Préparation des échantillons

L'éprouvette mobile et le patin fixe ayant servi aux essais de frottement font l'objet d'analyses microstructurales. Des zones d'observations caractéristiques sont définies pour chaque échantillon. Toutes les observations ont lieu au centre de la largeur de contact, les

bords ne sont pas analysés. Les zones d'étude sont : l'avant (1 mm du bord), le centre (5 mm) et l'arrière (9 mm) pour le patin fixe et uniquement le centre de l'éprouvette mobile.

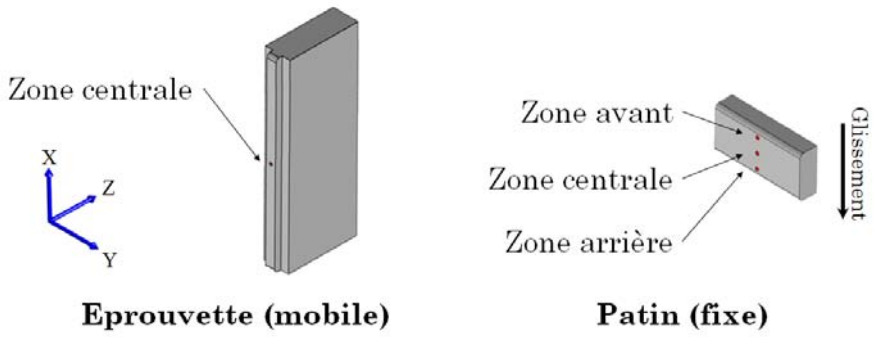


FIGURE 2.22 – Zones d'étude des échantillons.

Les observations sont réalisées selon la direction de glissement sur la section transversale des échantillons, soit le plan XZ. Une préparation métallurgique est nécessaire afin de révéler leur microstructure.

Chaque échantillon est poli mécaniquement selon la gamme :

— Polissage manuel à l'eau (grains de carbure de silicium 1000, 1200, 2400),

— Polissage diamanté (grains diamants 3 µm),

— Polissage à l'OPS (solution à base de gel de silice) avec 10% d'eau oxygénée.

Ces étapes permettent d'observer la microstructure avec un microscope optique en lumière polarisée.

Puerta Velasquez [2007] propose les protocoles de préparation suivants pour le Ti6Al4V en fonction du type d'observation microstructurale :

— Une attaque chimique avec le réactif de Kroll (4% d'acide fluorhydrique (HF), 6% d'acide nitrique (HNO_3) et 90% d'eau distillée (H_2O). Cette solution permet d'attaquer les grains du matériau différemment selon leur composition chimique. Le temps d'attaque modifiera sensiblement l'ampleur du relief créé. Ce type d'attaque est utilisé notamment pour les observations en microscopie optique ou en microscopie électronique à balayage en mode d'observation en électrons secondaires (SEI). Dans ces cas, le temps d'attaque peut varier entre 20 et 60 secondes. Cette attaque peut être également utilisée pour des mesures en EBSD afin d'enlever la couche écrouie lors du polissage, à condition de limiter le temps d'attaque à quelques secondes (inférieur à 5 secondes).

— Un polissage électrolytique dans un bain composé de 10% d'acide perchlorique ($HClO_3$) et 90% de méthanol (CH_3OH), à une température de 5°C. L'échantillon est maintenu dans ce bain pendant 5 secondes et sous une tension de 17 V. Ce polissage est utilisé notamment pour les mesures en EBSD car il permet d'enlever la couche écrouie lors du polissage et le faible relief généré.

Dans l'étude actuelle, les échantillons destinés à de l'imagerie sont préparés par un polissage manuel jusqu'à l'OPS et 10% d'eau oxygénée. L'attaque au réactif de Kroll ne s'est pas avérée nécessaire. Si la texture des matériaux est étudiée (EBSD), alors une étape supplémentaire est ajoutée à la gamme de polissage. Un polissage électrolityque conduirait à un endommagement des bords de l'échantillon (et donc de la surface à étudier). La solution retenue est donc un polissage sur une table vibrante avec une solution à base de dioxyde de silicium (VIBROMET) pour supprimer la couche écrouie.

2.3.2.2 Observation microstructurale

Plusieurs techniques d'observation peuvent être utilisées pour caractériser la microstructure d'un échantillon telles que :

— Microscope optique : elle est utilisée principalement pour contrôler la préparation des échantillons. Un microscope de marque Alicona utilisant la variation focale permet de réaliser des observations sur des zones et des volumes de grande dimension.

— Microscope électronique à balayage : elle est utilisée pour l'observation de microstructure nécessitant des grossissements supérieurs à ceux obtenus en microscopie optique. Il est possible de réaliser des observations selon deux modes :

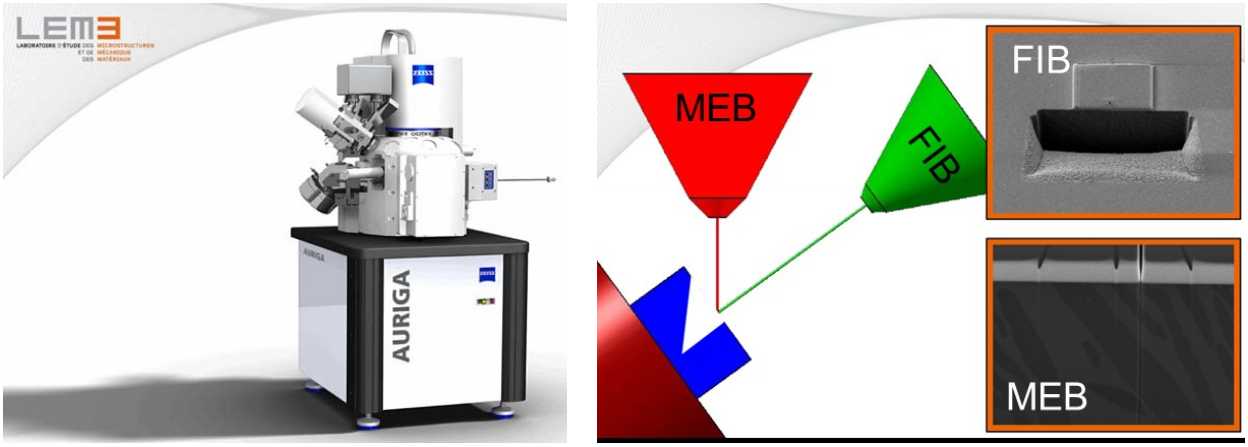
  → électrons rétrodiffusés (mode BSE) où un contraste de composition chimique est observé. Le poids chimique des grains β étant supérieur à celui des grains α, les grains β apparaissent plus clairement que les grains α,

  → électrons secondaires (mode SEI) où la topographie des échantillons est observée, une attaque chimique est nécessaire afin de créer ce relief.

Dans ces travaux de thèse, les échantillons sont étudiés en observant les électrons rétrodiffusés. Cela permet d'évaluer l'évolution de la microstructure (taille et forme des grains) et la présence ou non de martensite (formée suite à un refroidissement rapide depuis le domaine β). L'épaisseur de la zone affectée thermiquement (ZAT) peut être mesurée sur chaque échantillon.

2.3.2.3 Imagerie 3D (FIB)

Afin de caractériser l'évolution de la microstructure sur un élément de volume, le dispositif d'imagerie 3D du Laboratoire d'Étude des Microstructures et de Mécanique des Matériaux (LEM3) a été utilisé. Le principe de fonctionnement est basé sur l'association d'un FIB (sonde ionique focalisée) et d'un MEB. L'enlèvement de matière, réalisé par un faisceau d'ions, est programmé sur une distance donnée. Un dépôt carbone est appliqué à la surface de l'échantillon pour limiter l'effet rideau lors du passage du faisceau d'ions. Une observation au MEB est réalisée suite à chaque coupe FIB. La reconstitution du volume, réalisée avec le logiciel image J, permet ensuite d'obtenir une vue 3D de l'échantillon. Le principe de fonctionnement est illustré en figure 2.23.



(a) FIB LEM3. (b) Principe de fonctionnement.

Figure 2.23 – Imagerie 3D.

Dans le cas de transferts de matière, cette technique permettra d'obtenir des informations locales de l'évolution de la microstructure en s'affranchissant des effets de préparation. En effet, le fait que l'enlèvement de matière soit réalisé par un faisceau d'ion permet d'obtenir des images espacées de quelques nanomètres. De plus, l'imagerie 3D permet de déceler des sous-couches non perceptibles en imagerie classique.

2.3.2.4 Mesures EBSD

L'EBSD est une technique qui permet l'analyse de la microstructure des échantillons au sein d'un microscope électronique. Elle met en évidence les différences d'orientations cristallographiques des grains dans un échantillon polycristallin et permet également de discriminer et d'identifier les phases présentes.

Les principaux éléments matériels nécessaires à sa mise en oeuvre, illustrés en figure 2.24 [Germain 2005], sont :

— un faisceau focalisé d'électrons d'énergie suffisante (15 à 30 keV) fourni par le MEB,

— un écran fluorescent sur lequel les électrons rétrodiffusés forment les diagrammes EBSD,

— une caméra à bas niveau de lumière qui capte en temps réel l'image de ces diagrammes.

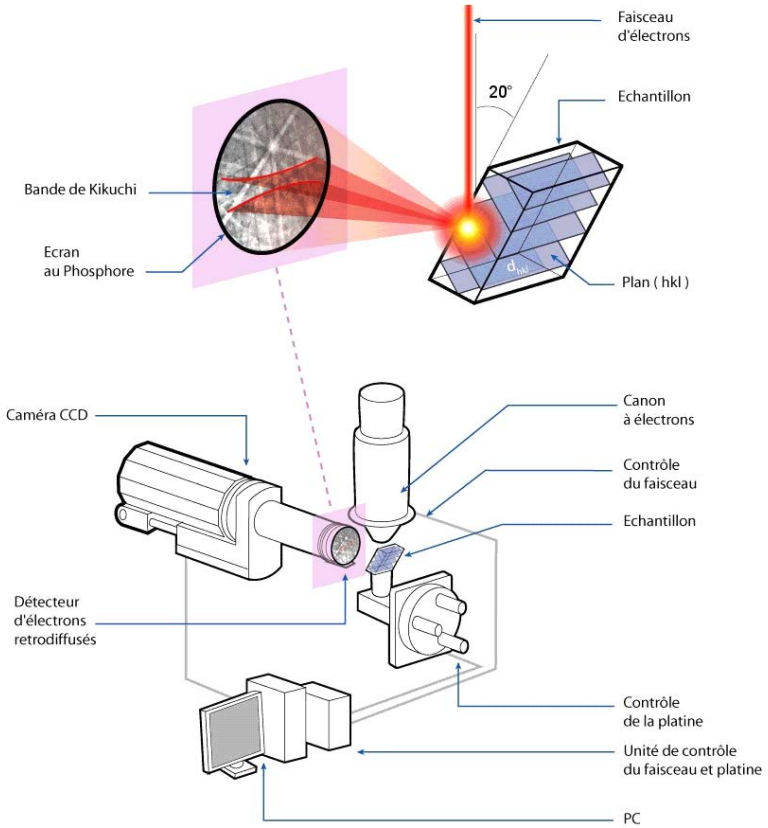


FIGURE 2.24 – Principe de fonctionnement de l'EBSD [Germain 2005].

Les électrons incidents qui frappent l'échantillon sont diffusés dans un large domaine angulaire. Parmi ces électrons, certains sont nécessairement en condition de Bragg avec les différentes familles de plans atomiques. Ces électrons, diffractés par une famille de plans donnée, forment deux cônes de diffraction fortement ouverts. L'intersection de ces cônes avec l'écran de phosphore, placé face à l'échantillon, donne lieu à des paires de lignes de Kikuchi qui apparaissent presque droites et délimitent une bande. Les bandes observées sont donc simplement la trace sur l'écran des plans diffractants. Les diagrammes de Kikuchi étant formés, il convient de les indexer afin de caractériser l'orientation cristallographique correspondante. Les données étant obtenues en mode automatique, certains diagrammes de Kikuchi théoriques peuvent correspondre à un même jeu de bandes identifiées sur le diagramme expérimental. Il est alors nécessaire de corriger ces données pour supprimer les erreurs d'indexation. La pratique la plus courante est d'associer aux points non indexés

les orientations majoritaires de leur voisinage.

Cette technique d'analyse est utilisée pour caractériser l'évolution des phases en présence au cours de l'interaction, ainsi que la taille des grains en extrême interface. Les conditions extrêmes d'interaction conduisent à des niveaux de déformation qui rendent difficile, voir impossible, l'indexation des diagrammes de Kikuchi. Un revenu, permettant de relaxer l'énergie élastique stockée, peut être nécessaire pour exploiter pleinement ces mesures.

2.4 Bilan

Ce chapitre a permis de répondre aux interrogations liées à la mesure des efforts et de la température lors d'interactions extrêmement courtes. La génération du phénomène de glissement est réalisée de manière quasi instantanée par l'impact d'un projectile sur une éprouvette. L'effort normal appliqué et l'effort de frottement sont mesurés par extensométrie tout au long de l'interaction. Une zone d'étude correspondant à des conditions de glissement stationnaires (efforts normal et tangentiel constants) a été identifiée. L'influence de la vitesse de glissement et de la pression normale apparente sera donc étudiée au travers de la valeur d'un coefficient de frottement cinématique moyen $\bar{\mu}$. Le tribomètre de cette étude a été adapté sur un puits de chute (essais à une vitesse constante de 8 m/s) et sur un banc balistique (essais à une vitesse initiale entre 40 et 70 m/s). La gamme de pressions pouvant être étudiée s'étend de 8 à 280 MPa.

Un état de l'art sur la mesure de température a présenté les difficultés liées aux interactions à grandes vitesses. Le confinement du contact et les faibles temps d'interaction empêchent l'utilisation de techniques classiques (caméra thermographique ou thermocouples noyés). Un capteur, basé sur la méthode des thermocouples feuille-pièce, a été conçu et intégré au dispositif de frottement. La chaine d'acquisition et la géométrie choisie ont été validées grâce à un essai expérimental (le temps de réponse du capteur est inférieur à 10 µs). Par contre, l'insertion du thermocouple au sein de la pièce perturbe l'écoulement de la chaleur et conduit à une erreur systématique de mesure. Une modélisation numérique est nécessaire pour corriger cette dernière et extrapoler la température mesurée à l'ensemble de la surface de contact. Ces mesures permettront d'étudier l'influence de la température sur l'évolution du coefficient de frottement moyen.

Les moyens et les méthodes d'analyses *post mortem* ont été présentés. Les endommagements liés à chaque échantillon seront étudiés en analysant le volume usé, le profil d'usure, l'évolution de la microstructure (2D et 3D) et, dans certains cas, la texture. Ces données seront utilisées pour dissocier l'activation des différents modes d'endommagement.

JV Beck : Thermocouple temperature disturbances in low conductivity materials. *ASME Journal of Heat Transfer*, 84:124–132, 1992.

H Blok : Theoretical study of temperature rise at surfaces of actual contact under oiliness lubricated conditions. *Proceedings of the general discussion on lubrication and lubricants. London : Institute of mechanical engineers*, pages 222–235, 1938.

C Bourgès Monnier : *Propriétés du molybdène et des alliages à base de molybdène.* Techniques de l'ingénieur, 1998.

F.P. Bowden et E.H. Freitag : The friction of solids at very high speeds I. Metal on metal ; II. Metal on diamond. *Proceedings of the Royal Society of London, series A : Mathematical and physical sciences*, 248:350–367, 1958.

F.P. Bowden et P. Persson : Deformation, heating and melting of solids in high-speed friction. 1960.

F.P. Bowden et K.E.W. Ridler : Physical properties of surfaces - the surface temperature of sliding metals - the temperature of lubricated surfaces. *Proc of the Roy Soc*, 154(A), 1936a.

F.P. Bowden et K.E.W. Ridler : The surface temperature of sliding metals. *Proc of the Roy Soc (Lon)*, 151:640–656, 1936b.

F.P. Bowden et P.H. Thomas : The surface temperature of sliding solids. *Proc Roy Soc (Lon)*, 223:29–39, 1954.

A. Bragov, A. Konstantinov, A. Lomunov, Yu. Shmotin et L. Kruszka : Experimental definition of dynamic friction. *DYMAT 2009 - 9th International Conferences on the Mechanical and Physical Behaviour of Materials under Dynamic Loading*, 1:619–624, sep 2009. URL `http://www.dymat-proceedings.org/10.1051/dymat/2009088`.

F Cabannes : *Température de surface : mesure radiative.* Techniques édition, 1996.

L.R. Castro Martinez, P. Vieville et P. Lipinski : Correction of dynamic effects on force measurements made with piezoelectric dynamometers. *International Journal of Machine Tools and Manufacture*, 46:1707–1715, 2006.

R.J. Clifton et R.W. Klopp : Pressure-shear plate impact testing. *Metals handbook 8, mechanical testing*, pages 230–239, 1985.

M. Cuny : *Contribution à la caractérisation locale des couples de matériaux mis en jeu lors du contact rotor stator dans une turbomachine.* Thèse de doctorat, Université de Lorraine, 2012.

P. Deconinck : *Etude du comportement à l'impact de matériaux composites renforcés par tufting.* Thèse de doctorat, Université de Lorraine, 2014.

C. Fang, H. Huang et X. Xu : The Influence of Thermocouple on the Measurement of Grinding Temperature. *Advances in Machining & Manufacturing Technology IX*, 375-376:549–552, 2008.

L. Faure, B. Bolle, S. Philippon, C. Schuman, P. Chevrier et A. Tidu : Friction experiments for titanium alloy tribopairs sliding in dry conditions : Sub-surface and surface analysis. *Tribology International*, 54:17–25, oct 2012. ISSN 0301679X. URL http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0301679X12001247.

M.J. Furey : Surface temperatures in sliding contact. *ASLE Trans*, 7:133–146, 1964.

L. Germain : *Contribution à l'étude des hétérogénéités de texture des billettes d'IMI 834*. Thèse de doctorat, 2005.

J. C. Jaeger : Moving surfaces of heat and the temperature at sliding contacts. *Proc. R. Soc. NSW*, 76:203–224, 1942a.

M. Kikuchi : The use of cutting temperature to evaluate the machinability of titanium alloys. *Acta biomaterialia*, 5(2):770–5, feb 2009. ISSN 1878-7568. URL http://www.ncbi.nlm.nih.gov/pubmed/18845491.

R Komanduri et Z.B. Hou : A review of exprimental techniques for the measurement of heat and temperatures generated in some manufacturing processes and tribology. *Tribology international*, 34:653–682, 2001.

A. Lefebvre : *Etude expérimentale et analytique pour la caractérisation des échanges thermiques locaux et globaux à l'interface meule pièce en rectification.* Thèse de doctorat, 2005.

A. Lefebvre, F. Lanzetta, P. Lipinski et A.a. Torrance : Measurement of grinding temperatures using a foil/workpiece thermocouple. *International Journal of Machine Tools and Manufacture*, 58:1–10, jul 2012. ISSN 08906955. URL http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0890695512000387.

A Lefebvre, P Lipinski, P Viéville et C Lescalier : Experimental analysis of temperature in grinding at the global and local scales. *Machining Science and Technology*, 12:1–14, 2008.

A. Lefebvre, P. Vieville, P. Lipinski et C. Lescalier : Numerical analysis of grinding temperature measurement by the foil/workpiece thermocouple method. *International Journal of Machine Tools and Manufacture*, 46(14):1716–1726, nov 2006. ISSN 08906955. URL http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0890695505003263.

L. Li, B. Li, K.F. Ehmann et X. Li : A thermo-mechanical model of dry orthogonal cutting and its experimental validation through embedded micro-scale thin film ther-

mocouple arrays in PCBN tooling. *International Journal of Machine Tools and Manufacture*, 70:70–87, jul 2013. ISSN 08906955. URL http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0890695513000461.

A. Lodygowski, L. Faure, G.Z. Voyiadjis et S. Philippon : Dry sliding friction experiments at elevated velocities. *Strain*, 47:436–453, dec 2011a. ISSN 00392103. URL http://doi.wiley.com/10.1111/j.1475-1305.2010.00785.x.

R.S. Montgomery : Friction and wear at high sliding speeds. *Wear*, pages 275–298, 1976.

K. Ogawa : Impact friction test method by applying stress wave. *Experimental Mechanics*, 37(4):398–402, 1997.

R.C. Parker et P.R. Marshall : The measurement of the temperature of sliding surfaces with particular references to railway brake blocks. *Proc of the I Mech E (Lon)*, 158:209, 1948.

S. Philippon, G. Sutter et A. Molinari : An experimental study of friction at high sliding velocities. *Wear*, 257(7-8):777–784, oct 2004. ISSN 00431648. URL http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0043164804000742.

S. Philippon, G. Z. Voyiadjis, L. Faure, A. Lodygowski, A. Rusinek, P. Chevrier et E. Dossou : A device enhancement for the dry sliding friction coefficient measurement between steel 1080 and vascomax with respect to surface roughness changes. *Experimental Mechanics*, 51(3):337–358, jun 2010. ISSN 0014-4851. URL http://www.springerlink.com/index/10.1007/s11340-010-9368-9.

V. Prakash : A pressure-shear plate impact experiment for investigating transient friction. *Experimental Mechanics*, 35(4):329–336, dec 1995. ISSN 0014-4851. URL http://www.springerlink.com/index/10.1007/BF02317542.

J.D Puerta Velasquez : *Etude des copeaux et de l'intégrité de surface en usinage à grande vitesse de l'alliage de titane TA6V*. Thèse de doctorat, Université de Metz, 2007.

M. Qiu, Y-Z. Zhang, A. Shangguan, S-M. Du et Z-W. Yan : The relationships between tribological behaviour and heat-transfer capability of Ti6Al4V alloys. *Wear*, 263(1-6):653–657, sep 2007a. ISSN 00431648. URL http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0043164807003948.

S. Rajagopalan et V. Prakash : A modified torsional kolsky bar for investigating dynamic friction. *Experimental Mechanics*, 39(4):295–303, dec 1999. ISSN 0014-4851. URL http://www.springerlink.com/index/10.1007/BF02329808.

W.B. Rowe, S.C.E. Black et B Mills : Experimental investigation of heat transfer in grinding. *Annals of the CIRP*, 44:329–332, 1995.

M Siroux, H Kasem, J Thevenet, B Desmet et P Dufrenoy : Local temperatures evaluation on the pin-disk interface using infrared metrology. *International journal of thermal sciences*, 50:486–492, 2010.

R. Snoeys, K.U. Leuven et M. Maris : Thermally induced damage in grinding. *Annals of the CIRP*, 27, 1978.

RT Spurr : Temperature reached by sliding thermocouples. *Wear*, 61:175–182, 1980.

G. Sutter et N. Ranc : Flash temperature measurement during dry friction process at high sliding speed. *Wear*, 268(11-12):1237–1242, may 2010. ISSN 00431648. URL `http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0043164810000323`.

X Tian, F E Kennedy, J J Deacutis et A K Henning : The development and use of thin film thermocouples for contact temperature measurement. *Tribology Trans*, 35:491–499, 1992.

Tricot : Thermo-mechanical treatments of titanium alloys. *In 6th world conference on titanium*, 1988.

J. Vincent : *Etude expérimentale des interactions aube abradable à très grande vitesse : influence du matériau et de sa microstructure.* Thèse de doctorat, Université Paul Verlaine de Metz, 2015.

G.Z. Voyiadjis, B. Deliktas, D. Faghihi et A. Lodygowski : Friction coefficient evaluation using physically based viscoplasticity model at the contact region during high velocity sliding. *Acta Mechanica*, 213(1-2):39–52, apr 2010. ISSN 0001-5970. URL `http://www.springerlink.com/index/10.1007/s00707-010-0294-9`.

K. Williams et E. Griffen : Friction between unlubricated steel surfaces at sliding speeds up to 750 feet per second. *Proc. IME, 178 part 3 N (Lubn. And Wear conv.)*, pages 24–36, 1964.

X. Xu et S. Malkin : Comparison of method to measure grinding temperature. *Journal of Manufacturing Science and Engineering*, 123:191–195, 2001.

Chapitre 3

Étude des sollicitations thermiques et mécaniques durant l'interaction de glissement

Sommaire

3.1 Efforts et coefficients de frottement **110**
3.2 Mesure et analyse des températures atteintes **116**
3.3 Calcul des sollicitations thermiques et mécaniques à l'interface de contact **132**
3.4 Bilan **146**
Bibliographie **147**

Ce chapitre a pour objectif d'étudier l'influence de la vitesse de glissement et de la pression normale apparente sur l'effort de frottement et sur les températures atteintes à l'interface de contact.

Les résultats des essais expérimentaux pour différentes configurations (plus de 30*) sont présentés. L'évolution du coefficient de frottement pour des vitesses* V_i *comprises entre* 8 *et* 71 *m/s, et des pressions* p_i *pouvant atteindre* 297 *MPa est discutée. Une étude thermique du contact couplant les mesures réalisées avec le thermocouple feuille-pièce et une approche numérique est réalisée pour quantifier l'erreur systématique du capteur. Le modèle est ensuite utilisé pour extrapoler la mesure locale à l'ensemble de la surface apparente de contact. L'évolution de la température, ainsi que le partage du flux de chaleur à l'interface sont calculés et analysés. La troisième et dernière partie de ce chapitre aborde les sollicitations thermiques (énergie dissipée) et mécaniques (accumulation de déformation plastique) auxquelles sont soumis les premiers corps. La fusion des pièces en contact et le détachement de particules d'usure y sont abordées.*

3.1 Efforts et coefficients de frottement

3.1.1 Configurations étudiées

La vitesse et la pression de contact sont les deux principaux paramètres influents lors de phénomènes de glissement à haute vitesse. Plusieurs configurations ont été étudiées afin d'analyser la sensibilité du coefficient de frottement à ces derniers. Les vitesses V_i ciblées sont de 8, 45, 55 et 65 m/s et les pressions normales initiales p_i varient de 25 à 297 MPa. Suite à la description des moyens de mesure (cf. chapitre précédent), les essais sur la tour de chute sont réalisés à vitesse constante (8 m/s). Chaque configuration a été réalisée deux fois pour évaluer la répétabilité des résultats obtenus.

Le nombre important d'essais (34 au total) nécessite de sélectionner les configurations qui seront prises en compte lors des analyses ultérieures (influence de la température et évolution de la microstructure). Les essais à $p_i = 25$, 50 et 180 MPa sont des configurations qui ont été ajoutées à la matrice d'essais initiale pour étudier l'influence de la pression normale apparente sur l'usure des pièces en contact. Seuls les essais à une pression de 110 et 280 MPa seront donc analysés en détail.

Le tableau 3.1 récapitule les informations relatives à chaque essai : pression visée p, référence $Ref_V_i_p_i$, longueur de glissement l, durée d'interaction t_{int} et coefficient de frottement moyen $\bar{\mu}$. L'effort normal dépendant de la dimension géométrique des échantillons, des écarts sont observés pour une même valeur consigne. Par exemple pour une pression ciblée de 300 MPa, les valeurs vont de 257 à 297 MPa (moyenne de 280 MPa). La longueur de glissement est théoriquement fixée à 60 mm mais certains essais ont été réalisés pour des longueurs de 18 et 30 mm afin de faire varier l'énergie totale. Ces derniers sont dédiés à l'étude des endommagements (lien entre volume usé et énergie dissipée) qui sera présentée dans le chapitre suivant. Le coefficient de frottement moyen $\bar{\mu}$ est issu de la zone 2 des mesures expérimentales réalisées avec le tribomètre (cf. figure 2.10).

Pression ciblée	**Configuration**	**Longueur de glissement**	**durée d'interaction**	**Coefficient de frottement moyen (zone 2)**
p [MPa]	$Ref_V_i_p_i$	l [mm]	t_{int} [s]	$\bar{\mu}$
25	R136_V40_p27	60	0.0015	0.28
	R137_V42_p23	60	0.0015	0.32
	R121_V52_p26	60	0.0011	0.26
	R133_V53_p27	60	0.0011	0.24
	R134_V66_p26	60	0.0009	0.21
	R141_V71_p27	60	0.0009	0.24
50	R85_V43_p53	60	0.0016	0.26
	R102_V41_p54	60	0.0016	0.23
	R113_V53_p54	60	0.0011	0.21
	R130_V55_p53	60	0.0011	0.19
	R97_V68_p50	60	0.0009	0.21
110	E153_V8_p101	60	0.0080	0.52
	E156_V8_p119	60	0.0080	0.62
	L30_V8_p121	30	0.0030	0.52
	L18_V8_p120	18	0.0022	0.57
	E40_V43_p102	60	0.0021	0.17
	E41_V40_p100	60	0.0021	0.16
	L30_V43_p119	30	0.0013	0.18
	E43_V52_p103	60	0.0013	0.14
	E26_V61_p102	60	0.0010	0.15
	E21_V64_p102	60	0.0010	0.15
180	R138_V48_p174	60	0.0014	0.11
	R128_V47_p180	60	0.0016	0.13
	R139_V70_p177	60	0.0009	0.09
	R87_V70_p189	60	0.0009	0.09
300	E142_V8_p297	60	0.0080	0.30
	E90_V8_p286	60	0.0080	0.32
	E99_V8_p285	60	0.0080	0.30
	E105_V45_p273	60	0.0017	0.08
	E118_V44_p269	60	0.0018	0.08
	E149_V46_p271	60	0.0015	0.09
	E115_V63_p280	60	0.0010	0.08
	E107_V68_p257	60	0.0010	0.08
	R127_V56_p260	60	0.0013	0.09

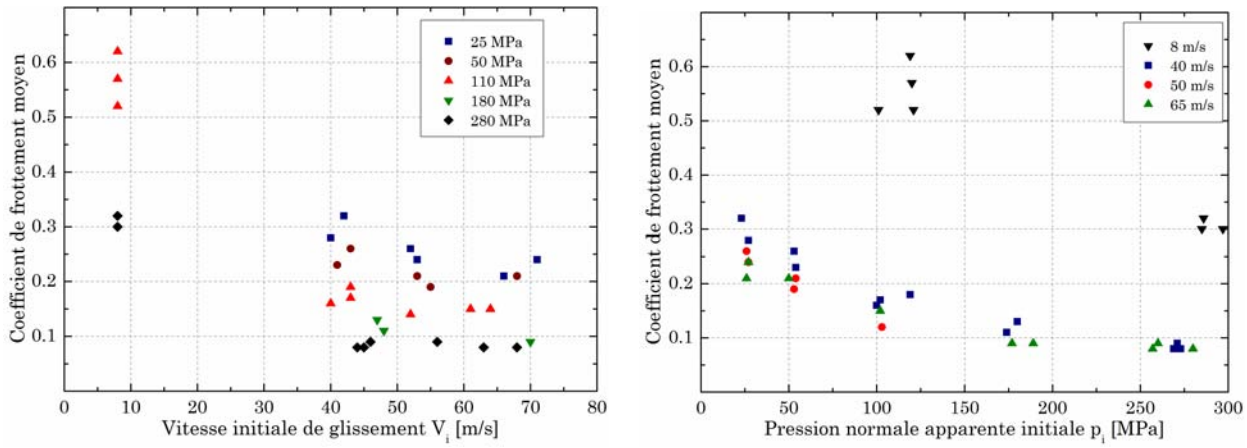
Tableau 3.1 – Configurations de glissement étudiées.

3.1.2 Résultats expérimentaux

Influence de la pression normale apparente

Les figures 3.1a et 3.1b présentent l'évolution des coefficients de frottement moyen $\bar{\mu}$ et des efforts de frottement moyen $\bar{T}$ en fonction de la vitesse initiale de glissement V_i et de la pression normale apparente initiale p_i. La sensibilité du coefficient de frottement à la pression normale apparente (voir figure 3.1b) a été observée pour toute la plage de vitesses étudiée, soit de 8 à 70 m/s. Pour une vitesse de 8 m/s, le fait d'augmenter la pression normale de 110 à 280 MPa conduit à une baisse de la valeur du coefficient de frottement de 47%. Le même taux de décroissance est observé pour une vitesse de glissement de 65 m/s : le coefficient de frottement moyen varie de 0.15 (pour $p = 110$ MPa) à 0.08 (pour $p = 280$ MPa). Comme le confirme la figure 3.2a, l'effet de la pression normale apparente sur l'effort de frottement ne dépend pas de la vitesse étudiée.

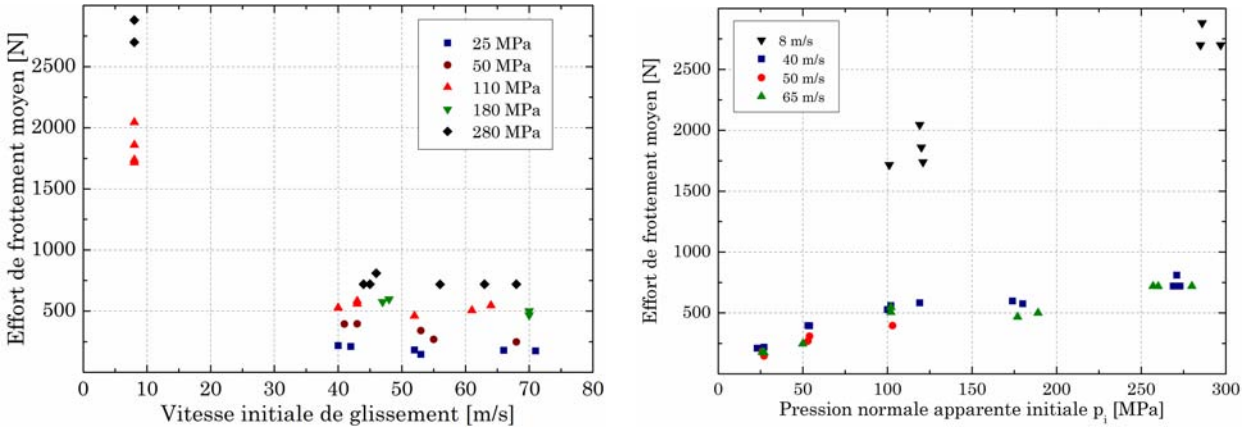
L'augmentation de la charge normale a pour conséquence d'augmenter la résistance au frottement (voir figure 3.2b). Suite aux remarques du premier chapitre (cf. section 1.3.3.2), cela s'expliquerait par la définition de la force tangentielle $T = \tau\, S_r$ où τ est la contrainte de cisaillement et S_r la surface de contact réelle. L'augmentation de la pression de contact serait à l'origine de la hausse de la surface réelle de contact S_r et donc de l'effort de frottement T. Bien que ce dernier semble tendre vers une asymptote avec l'augmentation de la pression, l'étude actuelle ne dispose pas d'assez d'essais pour clairement définir un niveau critique à partir duquel l'effort tangentiel deviendrait indépendant de la pression normale apparente.



(a) Évolution du coefficient de frottement en fonction de la vitesse initiale de glissement V_i.

(b) Évolution du coefficient de frottement en fonction de la pression normale apparente initiale p_i.

FIGURE 3.1 – Résultats expérimentaux : coefficient de frottement moyen.



(a) Évolution de l'effort de frottement moyen $\bar{T}$ en fonction de la vitesse initiale de glissement V_i.

(b) Évolution de l'effort de frottement moyen $\bar{T}$ en fonction de la pression normale apparente initiale p_i.

FIGURE 3.2 – Résultats expérimentaux : effort de frottement moyen.

Influence de la vitesse de glissement et du flux de chaleur total

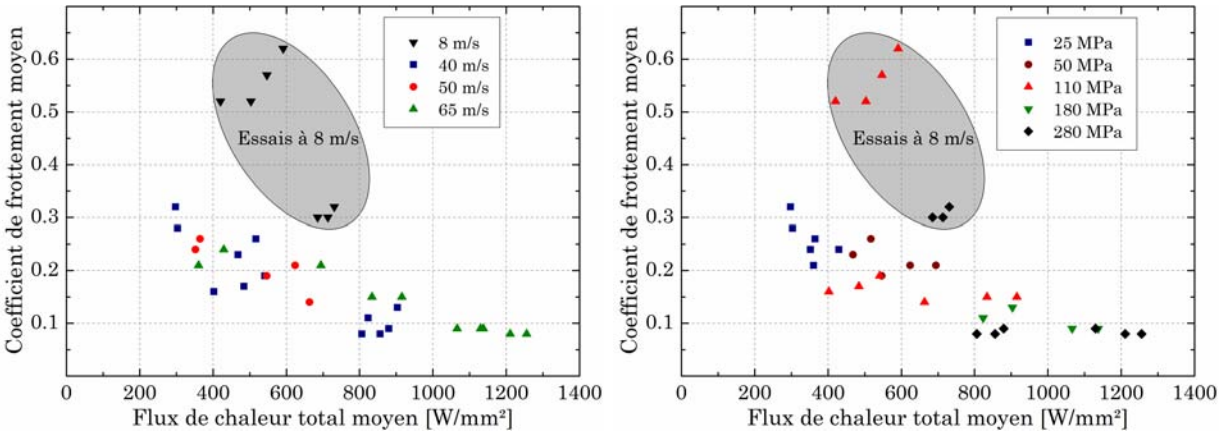
La sensibilité du coefficient de frottement à la vitesse de glissement est caractéristique des couples métalliques : l'augmentation de la vitesse tend à abaisser sa valeur (voir figure 3.1a). Pour les essais réalisés à 110 MPa, le coefficient de frottement évolue de 0.56 à 0.15 entre 8 et 64 m/s, soit une chute de 73%. L'évolution de ce dernier n'est par contre que très peu tributaire de la vitesse lorsque $V_i \geq 40$ m/s. Au delà, son influence dépend de la pression normale appliquée.

Pour une pression de 25 MPa, le coefficient de frottement varie 0.3 à 0.22 entre $40 < V_i < 70$ m/s alors que pour les essais sous très forte charge normale ($p = 280$ MPa), la valeur du coefficient de frottement semble indépendante de la vitesse de glissement ($\bar{\mu} \approx 0.08$). La figure 3.1b permet d'observer directement l'influence de ce paramètre en fonction de la pression normale apparente p_i. On note qu'elle diminue avec l'augmentation de la charge normale et qu'elle devient négligeable à partir de 180 MPa.

D'après les études recensées lors de l'état de l'art du premier chapitre (cf. section 1.3.3.4), l'influence de la vitesse de glissement peut être liée à l'augmentation de la température à l'interface de contact. Cette dernière conduit à l'adoucissement des premiers corps et potentiellement à la création d'un film hydrodynamique qui auraient pour conséquence d'abaisser la résistance au frottement. La figure 3.3 présente la sensibilité du coefficient de frottement au flux de chaleur total moyen (calculé par : $\varphi_{moyen} = \bar{\mu}\, p\, \bar{V}$ où $\bar{V}$ est la vitesse moyenne de l'essai) généré durant l'interaction de glissement. Les valeurs obtenues pour $p_i < 180$ MPa semblent en adéquation avec l'explication précédente : l'augmentation de

la température serait à l'origine de la diminution de l'effort de frottement.

Par contre les résultats des essais à 180 et 280 MPa indiquent que l'augmentation de la puissance thermique ne modifie plus la valeur du coefficient de frottement. Dès 180 MPa le flux de chaleur total, et donc la vitesse de glissement, n'ont plus d'influence sur l'effort de frottement.



(a) En fonction de la vitesse initiale de glissement V_i. (b) En fonction de la pression normale apparente initiale p_i.

FIGURE 3.3 – Sensibilité du coefficient de frottement au flux thermique moyen durant l'interaction.

A noter que la figure 3.3 présente des incohérences vis-à-vis de la relation entre le coefficient de frottement moyen et le flux de chaleur total moyen. Pour un flux thermique total moyen d'environ 500 W/mm^2, le coefficient de frottement varie entre 0.12 et 0.52, soit d'un rapport supérieur à 4. Pour une pression p_i de 110 MPa, les essais réalisés à 8 m/s (matérialisés par une ellipse grise sur la figure) sont à l'origine d'un flux de chaleur moyen équivalent à celui obtenu lors d'essais à 40 m/s et pourtant les coefficients de frottement mesurés sont très éloignés. Le flux de chaleur total moyen ne semble donc pas suffisant pour expliquer l'évolution du coefficient de frottement pour les configurations étudiées.

Afin de clarifier la démarche adoptée dans la suite de ce chapitre, un bilan partiel des observations est dressé ci-dessous :

— L'influence de la pression normale apparente sur le coefficient de frottement moyen $\bar{\mu}$ et l'effort tangentiel moyen $\bar{T}$ a été constatée pour toutes les configurations étudiées. Elle est indépendante de la vitesse de glissement considérée (entre 8 et 70 m/s). Son origine serait liée à l'augmentation de la surface réelle de contact et donc à la hausse de la résistance au glissement.

— La vitesse de glissement a une influence importante sur l'évolution du coefficient de frottement lorsque la pression de contact est inférieure à 180 MPa. L'augmentation de ce paramètre tend à abaisser la résistance au frottement. La vitesse de glissement intervient linéairement dans le calcul du flux de chaleur total dissipé dans le contact. Son influence serait donc potentiellement liée à celle de la température. Pour des pressions normales apparentes inférieures à 180 MPa, l'adoucissement thermique de l'interface de contact expliquerait la diminution observée du coefficient de frottement avec la vitesse de glissement.

— la vitesse de glissement n'a plus d'influence à partir de 40 m/s pour des pressions supérieures à 180 MPa. Il est possible que l'augmentation du flux de chaleur total, et donc de la vitesse, ne modifie que légérement la température de l'interface de contact (cf. sensibilité des propriétés thermiques à la température en section 1.2.3.4).

— Les essais réalisés à 8 m/s ne semblent pas sensibles au flux de chaleur moyen. Les valeurs des coefficients de frottement calculés lors de ces configurations sont plus élevés que tous les autres. A noter que ces derniers sont ceux qui possèdent le temps de contact le plus long, il est donc possible que malgré un flux thermique important le matériau ait la capacité de dissiper la chaleur dans son volume. La température pourrait être inférieure à celles atteintes lors d'essais à plus haute vitesse et expliquerait donc les coefficients de frottement obtenus.

Les remarques formulées grâce à la mesure expérimentale du coefficient de frottement restent incomplètes et les explications proposées demandent à être vérifiées. Le fait de raisonner à partir du "flux de chaleur total moyen" n'est pas suffisant car la température à l'interface dépend de l'évolution des propriétés thermiques et du coefficient de répartition de la chaleur. Une analyse de l'évolution des températures atteintes durant chacun des essais est indispensable pour tenter d'expliquer les résultats obtenus.

3.2 Mesure et analyse des températures atteintes

Suite aux remarques formulées précédemment, l'étude thermique à l'interface de contact porte sur trois vitesses : 8, 40 et 65 m/s. Les températures atteintes lors des essais à 8 m/s pourront être comparées avec celles des essais à plus haute vitesse de glissement. L'objectif est ensuite d'évaluer l'influence de la température sur la valeur du coefficient de frottement moyen $\bar{\mu}$ en fonction de la pression de transition de 180 MPa, seules deux pressions seront donc étudiées : 110 et 280 MPa.

3.2.1 Effet intrusif du thermocouple

Le thermocouple feuille-pièce présenté en section 2.2.4 est utilisé pour mesurer la température à l'interface de contact. Les deux couples C (constantan-Ti6Al4V) et M (molybdène-Ti6Al4V) doivent tout d'abord être étudiés afin de sélectionner le plus approprié à notre étude. Pour cela, quatre essais de glissement à une vitesse de $V_i = 45$ m/s et une pression normale apparente de 110 MPa avec mesure de température ont été réalisés.

Le tableau 3.2 présente la configuration de chaque essai : les essais C1 et C2 ont un patin instrumenté avec un thermocouple de type C (voir figure 2.18) et les essais M1 et M2 un patin avec un type M. L'éprouvette de l'essai M1 est la seule à intégrer aussi un thermocouple, sa longueur l est donc de 55 mm (contre 60 mm pour les autres essais). Les vitesses de glissement V_i et pressions normales apparentes initiales p_i sont reportées dans la première colonne. Le coefficient de frottement moyen mesuré expérimentalement y est aussi indiqué.

Configuration	**Type de thermocouple**	**Longueur de glissement**	**Coefficient de frottement moyen (zone 2)**
$Nom_V_i_p_i$		l [mm]	$\bar{\mu}$
C1_V45_p119	constantan (C)	60	0.19
C2_V43_p118	constantan (C)	60	0.19
M1_V43_p106	molybdène (M)	55	0.21
M2_V43_p101	molybdène(M)	60	0.22

Tableau 3.2 – Configuration des essais dédiés à l'étude de l'effet intrusif du thermocouple.

Avant toute chose, il est important de vérifier que l'intégration du thermocouple au sein des pièces ne modifie pas l'interface de contact et donc l'effort de frottement au cours de l'interaction. La figure 3.4 présente les efforts normaux et tangentiels mesurés lors des essais C1, C2, M1 et M2. Comme pour les essais sans thermocouple (voir figure

2.10), l'effort normal reste relativement constant dans la zone de mesure du coefficient de frottement (zone 2 entre 400 et 1 300 µs). Seul l'effort normal de l'essai C1 (en trait plein rouge) décroit fortement au cours de l'interaction. Cela peut être dû à un mauvais positionnement de l'un des deux patins avant l'essai. Concernant l'évolution de l'effort tangentiel moyen, les quatre courbes décrivent la même tendance. En considérant les valeurs reportées dans les tableaux 3.1 et 3.2 pour cette même configuration d'essais (essais E40, E41 et L30), le coefficient de frottement moyen pour une vitesse de glissement de 43 ± 3 m/s et une pression normale de 110 ± 9 MPa est égal à 0.19. L'intégration des capteurs et la différence de pression entre les essais ne perturbent donc pas la résistance au frottement.

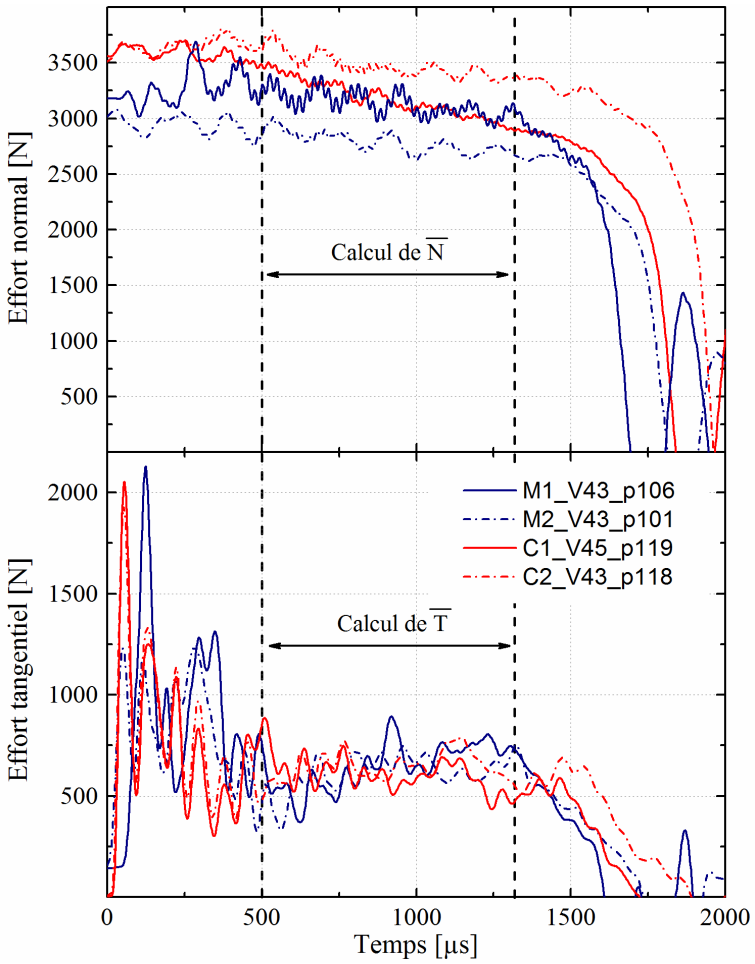


FIGURE 3.4 – Efforts normaux et tangentiels mesurés lors d'essais avec thermocouple.

Ce type de thermocouple peut conduire à une erreur systématique de mesure (voir 2.2.5). La présence des feuilles de mica, de molybdène (type M) ou de constantan (type C) peuvent en effet perturber l'écoulement de la chaleur au sein de la pièce et donc altérer la température d'interface mesurée. Une modélisation du contact avec et sans thermocouple est nécessaire pour quantifier cette erreur et la corriger.

3.2.1.1 Présentation du modèle thermique "source de chaleur " par éléments finis

Il existe plusieurs méthodes pour calculer le gradient de température dans une pièce pour un flux de chaleur imposé à la surface mais il est nécessaire de connaitre la valeur de ce flux. Ce dernier est conditionné par le coefficient de partage de la chaleur α^r vers le corps r et le flux de chaleur total (i.e. φ_{total}). Le terme α^r est souvent considéré comme constant et uniquement dépendant des propriétés thermiques des deux matériaux en contact [Lim et Ashby 1987, Carslaw et Jaeger 1959]. Le flux de chaleur pour un contact entre deux pièces du même matériau serait donc réparti uniformément (i.e. 50%) pendant toute l'interaction.

Dans le cas de notre étude, la cinématique des pièces en contact peut modifier la valeur de ce coefficient de répartition. En effet, le patin "fixe" est exposé au flux de chaleur pendant toute l'interaction alors que la surface de contact de l'éprouvette est continuellement renouvelée. Dans la zone d'entrée du contact, une pièce à température ambiante (i.e. l'éprouvette) sera donc en contact avec une pièce de plus en plus chaude (i.e. le patin). Les propriétés thermiques de l'alliage de titane Ti6Al4V dépendant fortement de la température (voir tableau 1.5), la conductivité thermique et la capacité thermique massique seront donc en constante évolution sur toute la surface de contact et dans l'épaisseur des premiers corps. Il est donc difficilement envisageable d'utiliser une expression faisant uniquement intervenir les propriétés thermiques des pièces en contact pour étudier l'erreur associée à la présence du thermocouple. L'interaction de glissement (échantillons similaires à ceux de l'étude expérimentale) a donc été modélisée numériquement par la méthode des éléments finis sur le logiciel Simulia Abaqus 6.13.

Description de la modélisation

La géométrie du contact nécessite théoriquement une modélisation en 3D mais l'influence de la conduction latérale peut être étudiée grâce au calcul du nombre L_{Jaeger} introduit par Jaeger [1942a] :

$$L_{Jaeger} = \frac{V \,.\, B}{4\, a} \tag{3.1}$$

où a est la diffusivité thermique du matériau (en m^2/s), et B la longueur caractéristique de l'échange thermique. En considérant que la longueur caractéristique B est égale à la largeur du contact $B = 3$ mm, la valeur minimale du nombre L_{Jaeger} pour notre étude est de 4 243. Lorsque sa valeur est supérieure à 5 [Jaeger 1942a, Carslaw et Jaeger 1959, Archard 1953a, Kennedy 2000], les réponses thermiques dues à une source de chaleur li-

néique et rectangulaire sont extrêmement proches. L'effet de la conduction latérale peut donc être négligée dans le cas d'une étude thermique.

Une modélisation basée sur le déplacement d'une source de chaleur a donc été réalisée en 2D. le problème étant symétrique, seule une moitié d'éprouvette et un patin ont été considérés. Le but de ce modèle est d'étudier l'erreur associée à la mesure expérimentale et d'extrapoler la valeur mesurée sur l'ensemble de la surface de contact. Les paramètres d'entrée sont : la vitesse de glissement au cours de l'interaction, la pression normale apparente et le coefficient de frottement moyen. Les valeurs numériques associées à ces derniers sont issues des mesures expérimentales (voir tableau 3.2). La source de chaleur a été générée grâce à la routine "DFLUX" (cf. documentation Abaqus 6.13) qui permet de définir sa puissance et son déplacement en fonction du temps. La pression et le coefficient de frottement ont été considérés comme constants pendant toute l'interaction, c'est donc uniquement la vitesse qui est à l'origine de l'évolution du flux de chaleur au cours du glissement. En accord avec les travaux de Uetz et Föhl [1978], la totalité de la puissance mécanique est convertie en chaleur. L'expression du flux thermique est donc :

$$\varphi_{total}(t) = \bar{\mu}\, p_i\, V(t). \tag{3.2}$$

L'éprouvette est considérée fixe et le patin se déplace à la même vitesse $V(t)$ que la source de chaleur. La figure 3.5 illustre la modélisation réalisée. La taille minimale des mailles est de 5 µm proche de l'interface de contact. Le nombre total d'éléments CPE4T (éléments surfaciques linéaires couplés température-déplacement) est de 71 000.

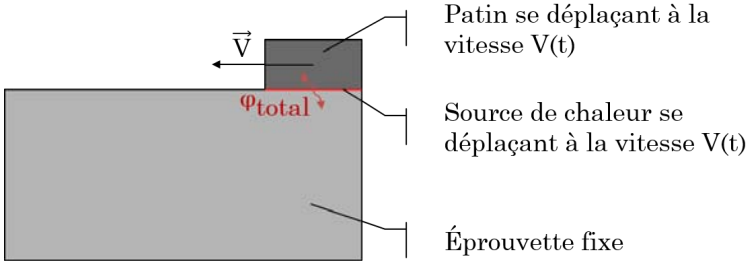


FIGURE 3.5 – Illustration de la modélisation thermique basée sur le déplacement d'une source de chaleur.

Afin d'étudier l'erreur associée à la présence du thermocouple, deux géométries sont considérées pour le patin (cf. figure 3.6) :

— avec le thermocouple : le but est de comparer les mesures expérimentales avec cette configuration pour valider les choix de modélisation adoptés.

— sans capteur : la comparaison de la mesure avec le thermocouple et de la température nodale issue du calcul permettra de quantifier l'erreur systématique de mesure. Ce modèle sera ensuite utilisé pour analyser l'évolution de la température sur toute la surface de contact.

Dans le premier cas, les feuilles de mica et de molybdène ou de constantan sont modélisées alors que dans le second le patin est uniquement en Ti6Al4V. La figure 3.6 présente une disposition plausible des feuilles du capteur pendant l'interaction. Les microcontacts J1 et J2 entre les deux pôles du thermocouple sont réalisés grâce à la déformation plastique de l'alliage de titane (J1) et de la feuille centrale (J2). Comme indiqué sur la figure, la jonction J1 est constituée de 4 n¡uds et J2 de 2 n¡uds. En raison de leur fragilité importante, la déformation plastique des feuilles de mica n'a pas été modélisée. Lors des mesures expérimentales, la f.é.m mesurée correspond à la tension moyenne générée dans l'ensemble de ces microcontacts. La taille et le nombre de ces derniers n'étant pas connus, il n'est pas possible de pondérer la température mesurée au niveau de J1 ou de J2. Par conséquent, la température calculée au niveau de chaque jonction théorique (J1 et J2) ainsi que la moyenne des deux vont être analysées dans la suite de cette étude.

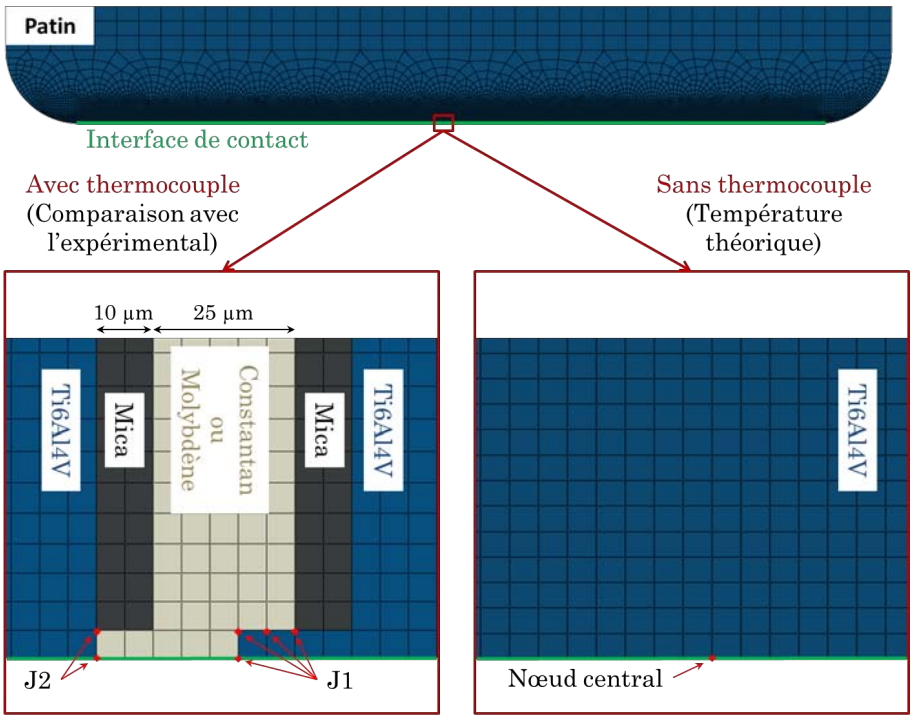


FIGURE 3.6 – Modélisation numérique du thermocouple.

Conditions initiales

Les conditions initiales sont issues d'une modélisation thermomécanique 3D de l'impact de l'éprouvette par le projectile. Due à la symétrie des géométries considérées, seul un quart a été modélisé. La géométrie du projectile a été prise en compte (cylindrique à bout hémisphérique avec une longueur de 80 mm), sa masse est de 0.5 kg. Son comportement a été supposé élastique, linéaire et isotrope avec un module d'Young de 210 000 MPa et un coefficient de poisson de 0.3. Le patin, l'éprouvette et le projectile ont été maillés avec 1 022 éléments C3D8RT (éléments couplés température déplacements avec intégration réduite et contrôle de l'hourglass). La figure 3.7 présente le profil de vitesse moyen obtenu sur la surface arrière de l'éprouvette. Cette modélisation préalable indique que le temps de contact entre le projectile et l'éprouvette est de 90 µs et que la vitesse évolue linéairement de 0 à 65 µs. Les résultats obtenus sont en accord avec les mesures expérimentales réalisées avec la caméra dans le chapitre précédent (voir figure 2.7).

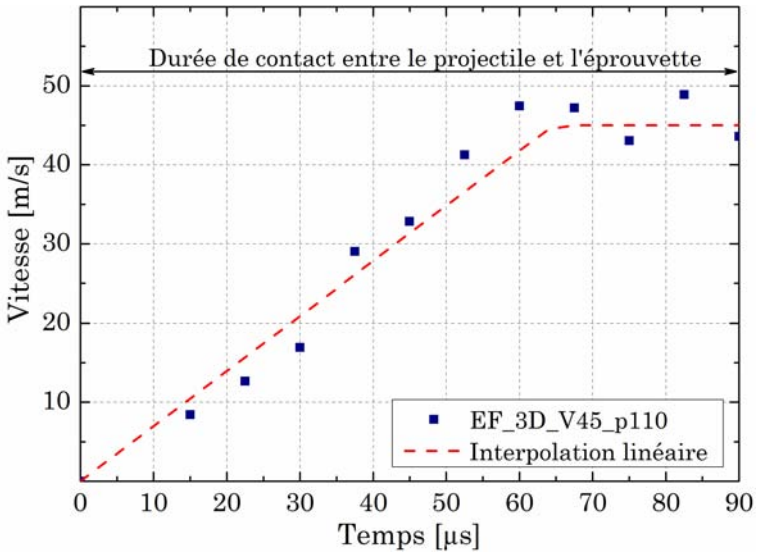


FIGURE 3.7 – Profil de vitesse de l'éprouvette issu du calcul éléments finis 3D pour $V_i = 45$ m/s et $p_i = 110$ MPa.

Les conditions initiales appliquées sont :

— un profil de montée en vitesse similaire pour l'ensemble des configurations étudiées avec le modèle thermique 2D : la vitesse $V(t)$ évolue linéairement de 0 à V_i en 90 µs,

— pour les essais avec décélération (i.e. $V_i \geq 40$ m/s), la décroissance de la vitesse $V(t)$ a été définie grâce aux enregistrements vidéo effectués avec la caméra ultra rapide (cf. figure 2.7),

— la vitesse $V(t)$ reste constante de 90 µs à t_{int} pour les essais à $V_i = 8$ m/s.

Gestion du contact

Les conditions d'échange thermique entre les deux corps sont définies par la conductance h_c. Sa valeur est proportionnelle à la racine carré de la vitesse [Laraqui *et al.* 2004]. La résistance thermique de contact $(1/h_c)$ dépend en grande partie des aspérités composant la surface réelle et donc de la différence entre cette dernière et la surface apparente de contact [Bowden et Tabor 1950]. Notre étude traite le cas de hautes vitesses de glissement avec des déformations plastiques importantes et un transfert de matière entre les deux corps en contact (voir figure 2.17). Ce troisième corps peut, soit être à l'origine d'une résistance de contact soit, de par son caractère visqueux, conduire à une surface de contact réelle très proche de la surface apparente.

Afin d'évaluer la résistance thermique associée au troisième corps, un essai instrumenté avec un thermocouple sur le patin et l'éprouvette a été réalisé (M1). La figure 3.8 présente les températures mesurées. Dans les deux cas, la jonction chaude est principalement créée par le troisième corps. Les températures mesurées sont donc des températures d'interface de chaque coté du troisième corps. La courbe en traits pleins noir correspond à la mesure sur le patin fixe. Le temps de contact est de 1 450 µs pour une longueur Lc de 50 mm (i.e. $l - 5$ mm). La courbe en pointillés gris est la mesure au centre de l'éprouvette mobile. Comme illustré sur le schéma de la figure 3.8, ce capteur est en contact avec le patin à $t = 500$ µs (position 2). La durée de contact (de 270 µs) correspond à une longueur de contact de 10 mm (i.e. la largeur du patin fixe L_p). L'élévation de température enregistrée par le capteur sur l'éprouvette atteste que le temps de réponse du thermocouple est particulièrement adapté à ces conditions extrêmes. Les chutes brutales de température lors de la phase de refroidissement correspondent à des pertes ponctuelles de la jonction chaude. Le premier apparait à $t = 1\,350$ µs, soit exactement au moment où l'éprouvette n'est plus en contact avec le patin. Le comportement dynamique de la structure perturbe donc légèrement les mécanismes de régénération et de conservation des microcontacts.

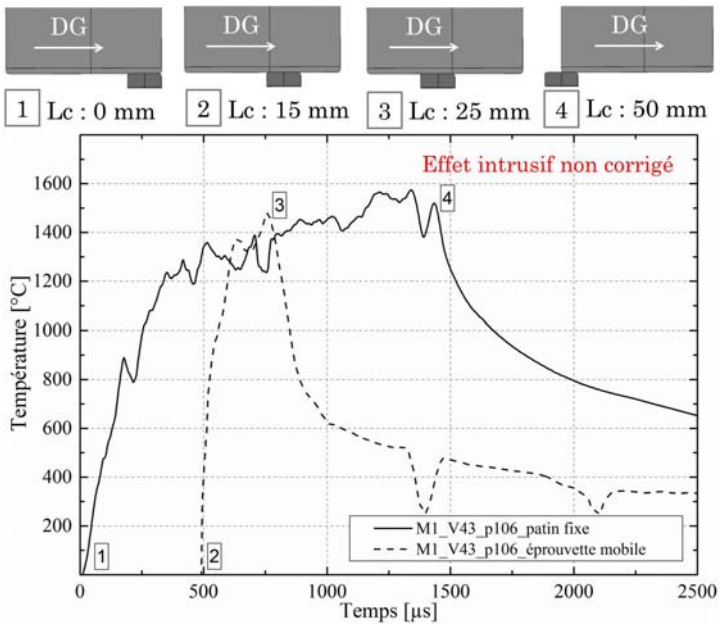


FIGURE 3.8 – Mesure simultanée de la température sur les deux pièces en contact (effet intrusif non corrigé) - Essai M1.

La principale remarque concerne néanmoins des températures enregistrées similaires sur chacun des corps en contact. Cela indique que la température du troisième corps est homogène au travers de son épaisseur, ce qui permet de conclure que la résistance thermique de cette sous couche est négligeable. La valeur de la conductance est fixée pour simuler un contact parfait entre les deux premiers corps.

3.2.1.2 Comparaison des thermocouples C et M

Les résultats des mesures expérimentales sont présentés en figure 3.9. Le graphique de gauche (a) correspond à des mesures avec le couple C et celui de droite (b) avec le couple M. Les chutes de température sont ici aussi dues à des pertes temporaires de la jonction chaude au cours de l'interaction. Concernant le couple C, la température mesurée ne semble pas perturbée au-dessus de la température de fusion du constantan (i.e 1 300°C). Cela est dû à la faible durée du phénomène de glissement et au renouvellement permanent des microcontacts induit par le mouvement de l'éprouvette et l'usure.

Les courbes grises représentent les températures calculées numériquement au niveau de la jonction J1, J2 et la moyenne des deux (trait plein). Ces résultats permettent d'illustrer l'influence des propriétés thermiques de la feuille centrale. Plus la diffusivité thermique de la jonction est élevée, plus la température calculée à l'interface de contact est faible. Les températures calculées avec les jonctions J1 et J2 correspondent aux limites inférieure et supérieure de la réponse possible d'un thermocouple. Il parait évident que la

disposition et la taille des jonctions ne restent pas constantes durant toute l'interaction. Pourtant, les courbes expérimentales et numériques sont en concordance. Cela permet de valider la modélisation et l'utilisation d'un coefficient de frottement moyen pendant toute l'interaction.

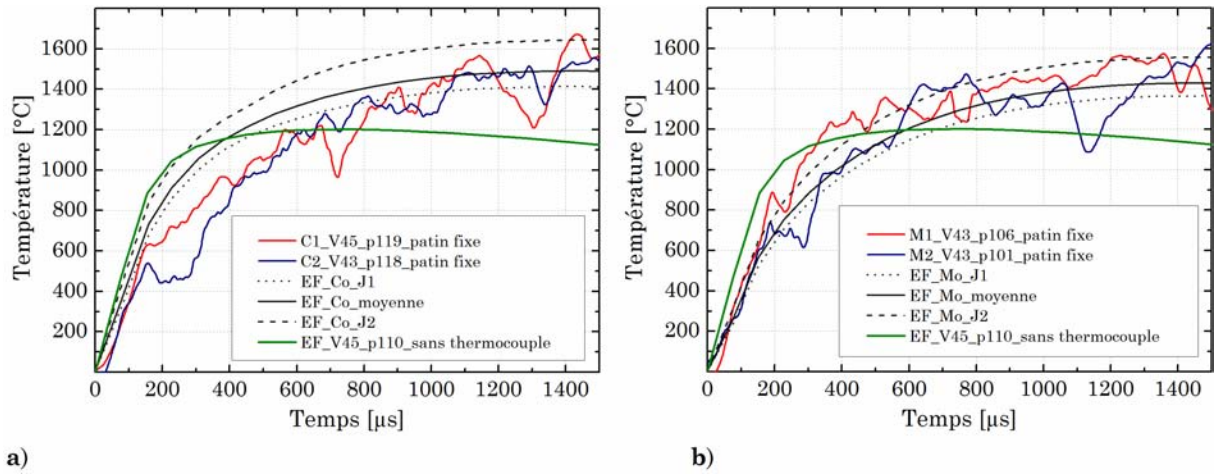


FIGURE 3.9 – Étude de l'effet intrusif du thermocouple pour une interaction réalisée à $V_i = 45$ m/s et une pression normale apparente $p = 110$ MPa.

Des écarts assez importants sont notés sur la figure 3.9a faisant intervenir le type C. Les résultats numériques surestiment la valeur mesurée sur l'intervalle 400-1 200°C. Cette différence est probablement due au manque de données concernant les propriétés thermiques du constantan au-delà de 400°C (voir tableau 2.3). La conductivité thermique et la capacité thermique massique entre 400 et 1 650°C ont en effet été considérées comme constantes. A noter que la mesure expérimentale C2 décrit une chute de température entre 180 et 300 µs qui ne peut venir que d'un problème de mesure (une telle chute lors de l'application d'un flux de chaleur en continu est théoriquement impossible).

Les mesures réalisées avec le thermocouple de type M (cf. figure 3.9b) sont contenues dans les enveloppes inférieures (J1) et supérieures (J2) du calcul numérique. Une très bonne corrélation des valeurs numériques et expérimentales est observée. Le couple Ti6Al4V-molybdène semble donc plus adapté aux conditions extrêmes étudiées. Cependant les mesures C1, C2, M1 et M2 sont très proches, ce qui indique que la nature de la feuille centrale constituant le thermocouple n'a que très peu d'influence sur la mesure expérimentale.

La courbe verte (i.e. "EF_V45_p110_sans thermocouple") de la figure 3.9 sur chacun des deux graphiques est la température calculée numériquement sans thermocouple (deuxième configuration de la figure 3.6). Cela correspond à la température du n¡ud cen-

tral (i.e. à 5 mm du bord) de la surface du patin, soit exactement la localisation du thermocouple lorsqu'il est présent. Une différence importante est observée entre les mesures avec et sans capteur. Ce dernier perturbe donc l'écoulement du flux de chaleur et induit une erreur systématique de mesure. Sa présence conduit à une sous-estimation de la température jusqu'à 500 µs puis une surestimation au-delà. Cela s'explique par la présence des feuilles de mica qui restreignent l'écoulement de la chaleur dans la direction de glissement. A la fin de l'interaction (i.e. $t = 1\,500$ µs), l'effet intrusif du thermocouple conduit à une erreur de l'ordre de 30%.

L'utilisation d'un thermocouple feuille-pièce n'est donc pas adaptée aux conditions étudiées dans ces travaux. Néanmois, les mesures réalisées permettent de valider les choix liés à la modélisation basée sur le déplacement d'une source de chaleur. Des simulations numériques peuvent ensuite être utilisées pour évaluer la température réelle (i.e. sans effet intrusif du thermocouple).

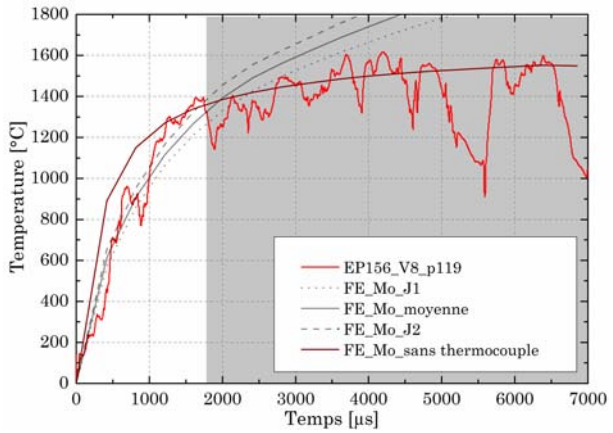
3.2.2 Températures à l'interface de contact

3.2.2.1 Comparaison des mesures expérimentales et des résutats numériques

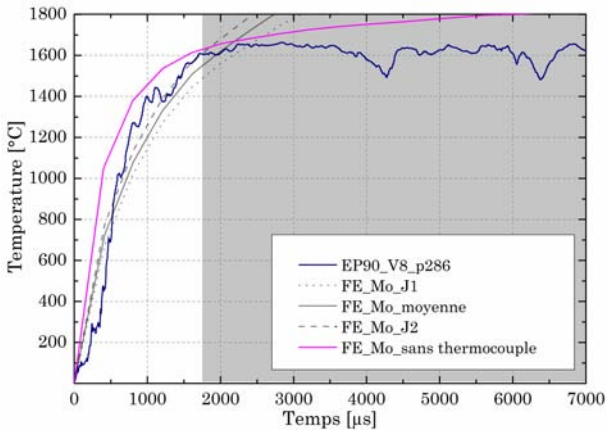
La figure 3.10 présente les températures mesurées avec le thermocouple de type M et calculées (avec et sans thermocouple) pour des vitesses de glissement V_i de 8, 45 et 65 m/s et des pressions normales apparentes p_i de 110 et 280 MPa.

Pour chacune des configurations, le coefficient de frottement renseigné dans la modélisation correspond à une valeur moyenne issue des mesures expérimentales. Pour les essais à 8 m/s, le coefficient de frottement moyen est calculé pour $t < 1\,750$ µs (cf. section 2.1.2.2, cela correspond à la durée pendant laquelle l'effort normal est stable). La puissance de la source de chaleur s'appuyant sur ce paramètre, les températures calculées ne sont plus valable au-delà de cette valeur (zone grisée).

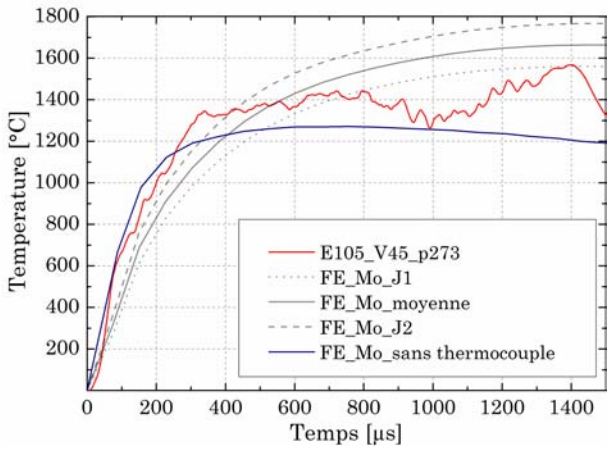
La mesure expérimentale à 8 m/s et 280 MPa (sous figure 3.10b) présente néanmoins un point intéressant : la température mesurée semble stationnaire dès que la température de fusion du Ti6Al4V est atteinte (i.e. 1 650°C). Un des avantages du thermocouple choisi est sa capacité à mesurer la température malgré une perte de matière. Il est donc fort probable que la matière ayant passé le changement d'état soit éjectée du contact, la température mesurée dans ce cas serait donc progressivement celle dans l'épaisseur d'une couche de métal fondu (ce point est abordé dans le chapitre 4 en section 4.3.1).



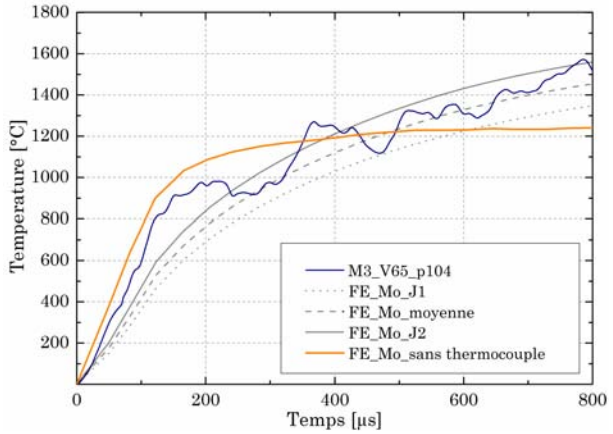
(a) $V_i = 8$ m/s $p = 110$ MPa.



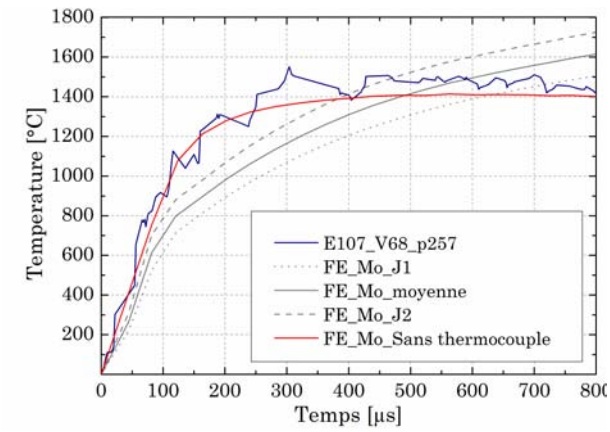
(b) $V_i = 8$ m/s $p = 280$ MPa.



(c) $V_i = 45$ m/s $p = 280$ MPa.



(d) $V_i = 65$ m/s $p = 110$ MPa.



(e) $V_i = 65$ m/s $p = 280$ MPa.

FIGURE 3.10 – Comparaison des températures mesurées et calculées pour différentes configurations d'essais.

L'ensemble des graphiques permet de quantifier l'erreur associée à chaque mesure expérimentale. De manière générale, comme sur la figure 3.9, la présence du thermocouple

tend à sous-estimer la température jusqu'à une durée critique puis à la surestimer ensuite. A basse température, le molybdène diffusant plus la chaleur que le Ti6Al4V (voir tableau 2.3), la température est sous-estimée durant la première partie de l'interaction. La surestimation est ensuite expliquée par la présence des feuilles de mica qui concentre le flux de chaleur au niveau du capteur et restreint la diffusion de la chaleur dans l'épaisseur du matériau au niveau de la jonction chaude.

Une certaine proximité entre les courbes expérimentales et les résultats issus du modèle sans thermocouple est parfois constatée (cf. figure 3.10e). On note que l'erreur systématique de mesure est négligeable dans ce cas-là. Cela peut s'expliquer par une disposition des feuilles non appropriée lors des simulations avec capteur, la complexité des phénomènes mis en jeu (plasticité importante, usure, adoucissement thermique) conduit à plusieurs cas envisageables. Une couche d'éléments supplémentaires en Ti6Al4V à la surface du patin aurait par exemple pu être étudiée pour simuler la présence d'un troisième corps à l'interface.

Néanmoins, une très bonne corrélation est encore observée entre les valeurs numériques et expérimentales pour toutes les configurations étudiées. L'effet intrusif du thermocouple peut donc être évalué et corrigé grâce à la modélisation numérique proposée pour la plage de vitesses et de pressions étudiées. Dans la suite de ce chapitre, les températures sont issues de la modélisation numérique 2D sans thermocouple (cf. figure 3.6).

3.2.2.2 Analyse des températures locales à la surface du patin

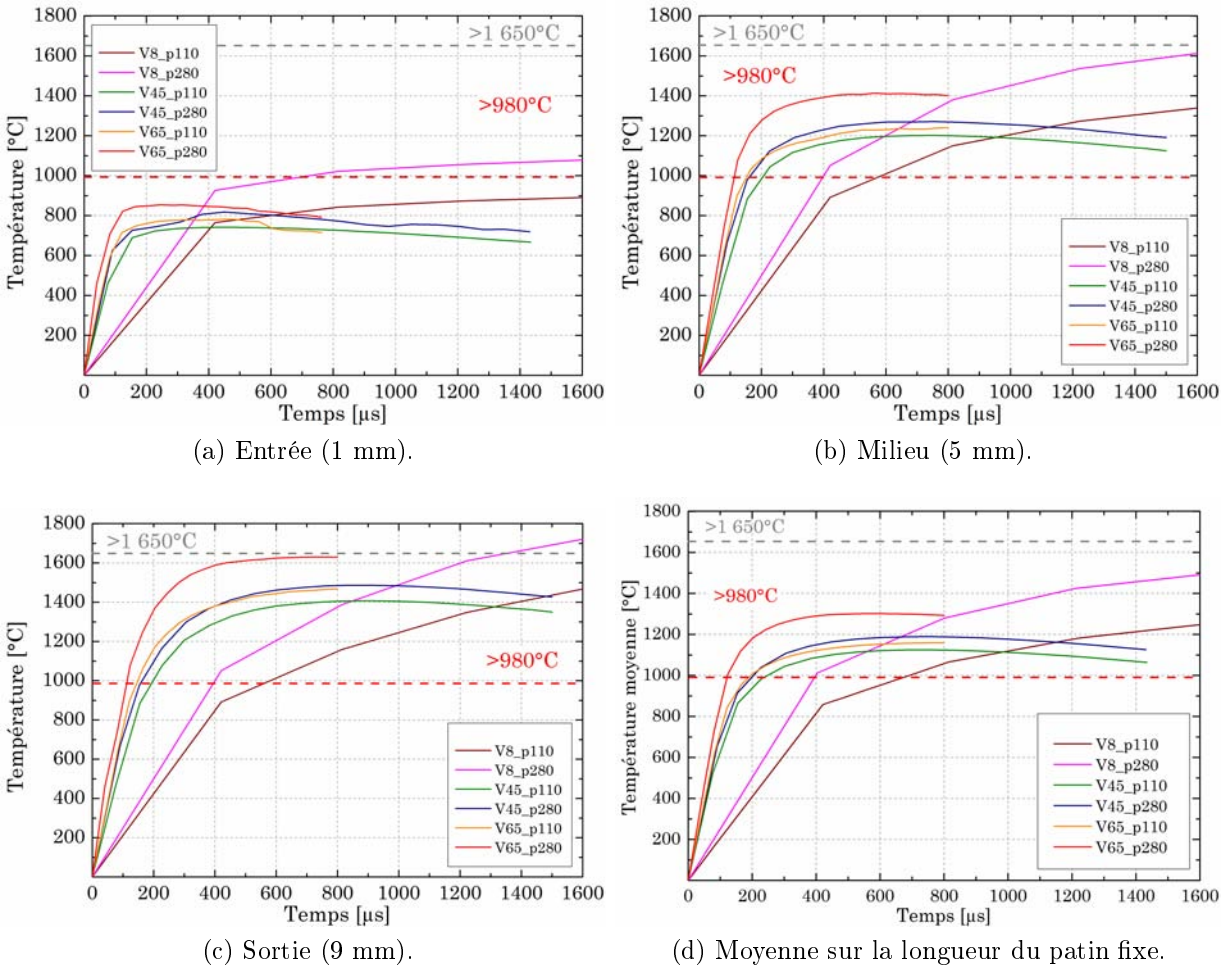
Le modèle numérique a ensuite été utilisé pour extrapoler les températures sur l'ensemble de la longueur de contact du patin. La figure 3.11 présente les résultats de la simulation sans thermocouple dans la zone d'entrée du patin fixe (1 mm), au centre (5 mm), à la sortie (9 mm) ainsi que la température moyenne sur toute la surface de contact en fonction du temps. La zone grisée correspond aux températures supérieures à la température de fusion de l'alliage étudiée, et la zone hachurée en rouge aux températures supérieures à la température de transus beta (i.e. 980°C).

Globalement, les courbes ont toutes un profil similaire. On assiste à une montée en température très rapide pour atteindre plus de 1 000°C, à une stabilisation puis dans certains cas à une légère diminution de celle-ci. Il est néanmoins nécessaire de séparer l'analyse des configurations où $V = 8$ m/s des autres :

— le flux de chaleur appliqué à l'interface est constant pour les essais réalisés à une vitesse fixe de 8 m/s, il est de 493 W/mm^2 pour une pression appliquée de 110 MPa

et 672 W/mm² pour 280 MPa. Physiquement, il est impossible que la température diminue. A noter qu'aucun état stationnaire n'a été observé : le profil de température reste transitoire jusqu'à $t = 1.5$ ms.

— pour les essais réalisés sur le banc balistique, la vitesse et donc le flux de chaleur décroissent au cours du temps. Pour un essai à une vitesse initiale de 45 m/s ($p = 110\,MPa$), la vitesse chute de 40% et le flux de chaleur passe de 1 000 W/mm² à $t = 100$ µs à 550 W/mm² à $t = 1\,500$ µs. La diminution de la température observée reste toutefois limitée dans le sens où elle est inférieure à 100°C en fin d'interaction. Pour les essais à $V_i = 65$ m/s, la diminution de la température est moins visible car la décélération n'est que de 15 %.



(a) Entrée (1 mm).

(b) Milieu (5 mm).

(c) Sortie (9 mm).

(d) Moyenne sur la longueur du patin fixe.

FIGURE 3.11 – Évolution de la température en fonction du temps de glissement (calcul numérique).

Influence de la vitesse de glissement sur les températures atteintes

Quelle que soit la localisation considérée, très peu de différences sont observées entre les configurations V45_p110 (i.e. courbe verte) et V65_p110 (i.e. courbe orange). Cela s'explique principalement par la dépendance du coefficient de frottement à la vitesse de glissement. Bien que la vitesse augmente de 40 % entre un essai à $V_i = 45$ m/s et $V_i = 65$ m/s, le coefficient de frottement chute de 0.19 à 0.15 (à $p = 110$ MPa), la différence de puissance thermique est ainsi réduite à seulement 20%. La seconde explication concerne l'évolution des propriétés thermiques avec la température. La montée en température d'un essai à une vitesse plus élevée sera plus rapide mais la diffusivité du matériau augmentera aussi considérablement, limitant ainsi la température atteinte en extrême surface. Lorsque le coefficient de frottement est encore sensible à la vitesse ($p_i < 180$ MPa), l'influence de la vitesse de glissement sur les températures atteintes à l'interface de contact est très faible.

Pour les essais où $p_i > 180$ MPa, la vitesse de glissement n'a plus que très peu d'influence sur la valeur du coefficient de frottement moyen. On assiste ainsi à une hausse immédiate du flux de chaleur total généré avec l'augmentation de la vitesse. Pour la configuration $V_i = 65$ m/s à $p = 280$ MPa, son niveau maximal atteint jusqu'à 1 450 W/mm^2, soit environ 44% de plus qu'un essai à la même pression mais réalisé à $V_i = 45$ m/s. L'augmentation de vitesse conduit, dans ce cas, à une hausse des températures pouvant atteindre 200°C le long de la piste de frottement.

Influence de la pression normale apparente sur les températures atteintes

L'effet de la pression normale apparente intervient lors du calcul du flux de chaleur généré. Les résultats des essais expérimentaux (cf. tableau 3.1) ont montré que malgré une baisse du coefficient de frottement moyen avec l'élévation de la pression, le produit $\bar{\mu}\, p$ et donc le flux de chaleur total φ_{total} augmentent. Cette influence de la pression normale apparente est visible sur l'ensemble des courbes de la figure 3.11 : les essais réalisés avec des pressions élevées (i.e. 280 MPa) conduisent à des températures plus importantes que ceux réalisés à basse pression (i.e. 110 MPa).

Répartition de la température selon la direction de glissement

L'étude des températures atteintes en entrée, au centre et en sortie illustre la répartition de la température le long de la surface de contact. Une élévation de la température dans la direction de glissement est observée pour toutes les configurations. Ce phénomène est dû au mouvement de la source et au fait, qu'en entrée, la surface de contact de l'éprouvette est continuellement renouvelée, donc toujours à température ambiante. La

température s'accumule donc à l'arrière de la surface de contact. Pour un essai à $V_i = 45$ m/s et $p = 110$ MPa, la température dans la zone de calcul du coefficient de frottement (zone 2) passe de 700°C en entrée à 1 400°C au maximum en sortie. La composante du gradient de température selon l'axe x peut donc être estimée par :

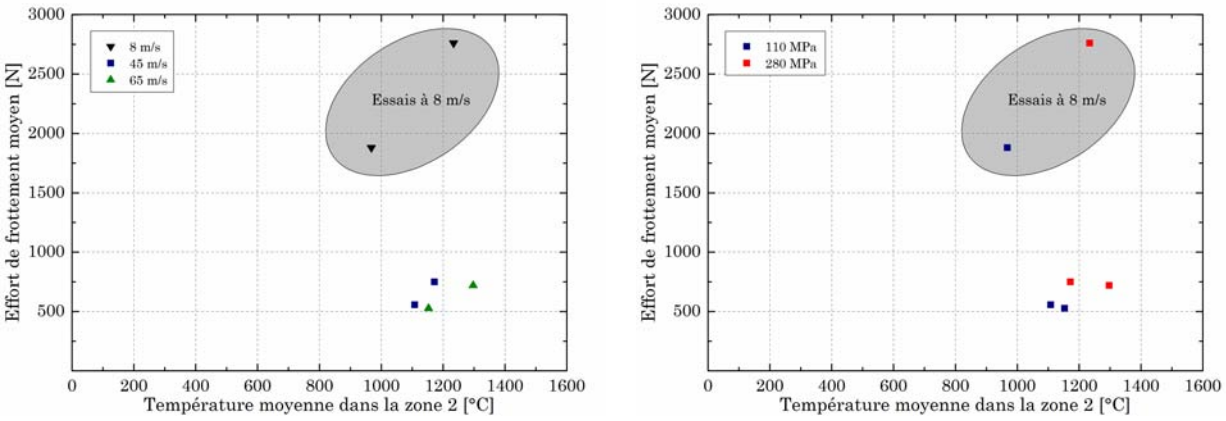
$$\frac{\triangle T}{\triangle l_x} = \frac{700}{8} = 87.5\,\mathrm{K/mm}. \tag{3.3}$$

Pour les configurations V8_p280 et V65_p280, la température dépasse ou avoisine celle de fusion de l'alliage de titane Ti6Al4V. La chaleur latente ayant été prise en compte dans les calculs (cf. tableau 1.5), cela signifie qu'un changement d'état est tout à fait probable dans la zone arrière du contact.

3.2.3 Influence de la température moyenne sur la valeur du coefficient de frottement moyen

La sous figure 3.11d présente l'évolution de la température moyennée sur toute la longueur de contact. On retrouve logiquement une influence de la puissance thermique sur la vitesse de montée en température. Dans le cas de l'essai à $V_i = 65$ m/s et $p = 280$ MPa, la température moyenne dépasse la température de transus β du Ti6Al4V en moins de 100 µs alors qu'il faudra plus de 600 µs pour l'essai à $V_i = 8$ m/s et $p = 110$ MPa. Excepté pour les essais réalisés sur la tour de chute, la température moyenne est relativement constante dans la zone de mesure du coefficient de frottement.

La figure 3.12 présente la sensibilité de l'effort de frottement moyen à la température moyenne de la surface de contact dans la plage temporelle utilisée pour le calcul de $\bar{\mu}$ (i.e. zone 2 de la figure 2.10). On observe toujours une différence entre les essais à 8 m/s et ceux réalisés à des vitesses supérieures malgré des températures moyennes très proches. Dans le cas d'un essai à $V_i = 8$ m/s et $p = 280$ MPa la température moyenne est d'environ 1 200°C soit la même qu'un essai à $V_i = 40$ m/s et $p = 280$ MPa et pourtant un rapport 5 est observé entre les deux efforts mesurés. Le même type de remarque est valable pour les essais à $V_i = 45$ et 65 m/s sous $p = 110$ MPa où le coefficient de frottement chute de 0.19 à 0.15 et pourtant les températures moyennes sont relativement similaires.
La sensibilité du coefficient de frottement à la vitesse de glissement ne s'explique donc pas par l'évolution des températures à l'interface de contact.



(a) Fonction de la vitesse de glissement initiale. (b) Fonction de la pression normale apparente initiale.

FIGURE 3.12 – Evolution de l'effort de frottement en fonction de la température moyenne.

3.2.4 Bilan partiel

Suite aux résultats présentés dans la première partie de ce chapitre, il est possible de dresser un premier bilan :

— Les influences de la vitesse de glissement et de la pression normale apparente sur l'effort de frottement moyen sont en accord avec les études recensées dans la littérature pour les couples métalliques. Néanmoins, l'influence de la vitesse devient négligeable pour des pressions supérieures à 180 MPa.

— l'erreur systématique de mesure du thermocouple feuille pièce peut atteindre 30% et nécessite donc d'être corrigée. Les résultats issus de la modélisation thermique (avec thermocouple), basée sur le déplacement d'une source de chaleur, sont en adéquation avec les mesures expérimentales de la température.

— l'étude locale des températures atteintes le long de la piste de frottement a mis en avant un gradient important dans la direction longitudinale ainsi qu'une accumulation de chaleur dans la zone arrière du contact.

— les influences de la vitesse de glissement et de la pression normale apparente sur la température ont été étudiées. L'augmentation de la vitesse pour des pressions inférieures à 180 MPa conduit à un échauffement très faible, au-delà de cette pression une hausse de vitesse de 50% peut conduire à une élévation de température de plus de 200°C. L'effet de la pression est indépendant de la vitesse : sa hausse conduit systématiquement à un échauffement des corps en contact.

— l'influence de la vitesse sur l'effort de frottement n'est pas liée à l'augmentation de la température moyenne et ne s'explique donc pas par un adoucissement thermique.

A ce stade, son rôle reste encore inexpliqué (ce point sera abordé dans la section 4.3.2).

3.3 Calcul des sollicitations thermiques et mécaniques à l'interface de contact

Dans la suite de ce chapitre, les résultats des essais expérimentaux sont utilisés comme paramètres d'entrée dans des modélisations numériques. La première est la même que celle présentée précédemment qui est basée sur le déplacement d'une source de chaleur. L'objectif est d'étudier la répartition du flux de chaleur et de l'énergie dissipée le long de la piste de frottement. La seconde est une approche thermomécanique qui reproduit le comportement vibratoire du tribomètre. Le but est d'analyser localement l'accumulation de déformations plastiques.

3.3.1 Analyse de la dissipation de l'énergie thermique

La modélisation thermique basée sur le déplacement d'une source de chaleur a permis d'obtenir des résultats en concordance avec les mesures expérimentales. Une répartition particulière de la température a été observée à la surface du patin. Afin d'expliquer cette dernière, il convient d'analyser l'évolution du coefficient de répartition du flux de chaleur au cours du temps. L'énergie dissipée dans chaque pièce pourra ensuite être calculée et discutée.

3.3.1.1 Coefficient de partage de la chaleur

Le coefficient de partage de la chaleur α^r (pour un corps r) peut être calculé en se basant sur les valeurs des flux de chaleur normaux transmis au patin et à l'éprouvette. Ces derniers peuvent être extraits du solveur Abaqus au point d'intégration, la variable à considérer est HFL_2^r pour chaque pièce r. Son expression pour un un point (x,y,z) du patin est définie par :

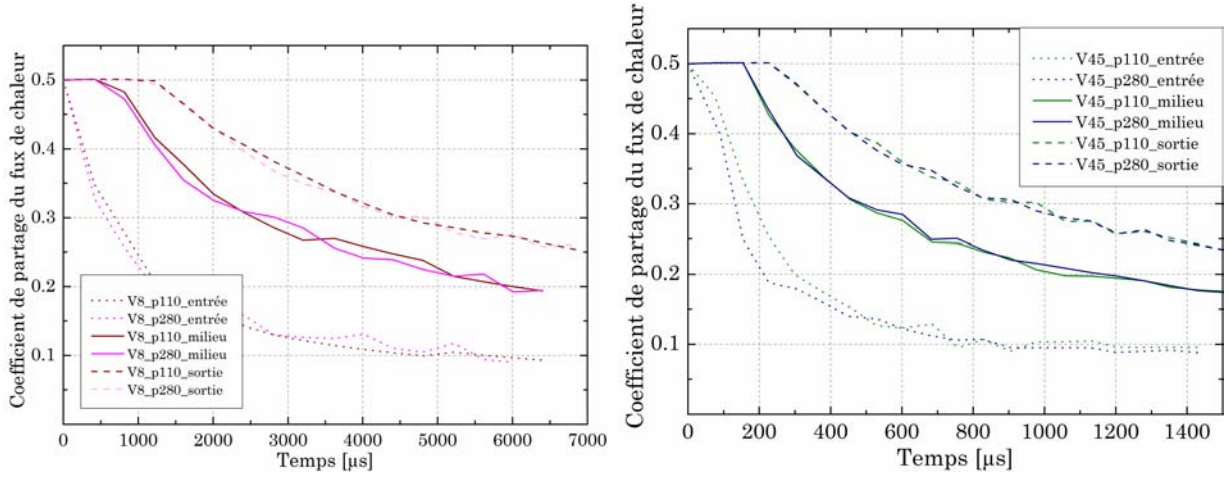
$$\alpha^p_{(x,y,z)} = \frac{HFL_2^p}{HFL_2^p + HFL_2^e}. \tag{3.4}$$

La figure 3.13 présente l'évolution des coefficients de répartition de la chaleur $\alpha^p_{(x,y,z)}$ où x est égal à 1 mm (i.e. entrée), 5 mm (i.e. milieu) et 9 mm (i.e. sortie) au cours du temps pour les trois vitesses étudiées : $V_i = 8$, 45 et 65 m/s. Dans le cas des essais à $V_i = 8$ m/s, le coefficient de frottement moyen mesuré a été supposé constant sur toute la durée de l'interaction. La valeur initiale du coefficient de répartition est de 0.5, soit une part

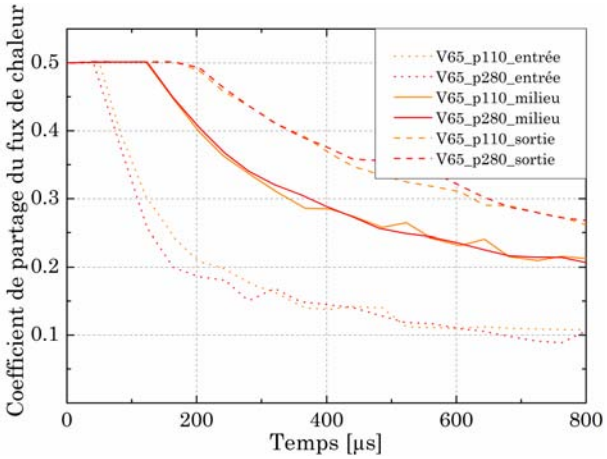
similaire du flux de chaleur transmise à chacune des pièces lorsqu'elles sont immobiles. Son évolution est ensuite pilotée par la diffusivité thermique des corps à l'emplacement considéré et donc par le gradient thermique proche de l'interface de contact. Dès que le déplacement est initié, ce coefficient reste stable dans certains cas ou décroit instantanément avec le temps de glissement.

La durée pendant laquelle la répartition de la chaleur est similaire (i.e. $\alpha^{p}_{(x,y,z)} = 0.5$) correspond aux premiers instants de contact où le gradient thermique dans chacune des pièces est encore identique. Dans la zone d'entrée du contact, le gradient thermique des deux pièces diffère très rapidement (la surface de l'éprouvette est renouvelée dès les premiers millimètres de glissement), le coefficient de partage décroit donc instantanément (dès 20 µs pour la configuration $V_i = 8$ m/s et $p = 110$ MPa). Cependant, dans la zone de sortie, le coefficient de partage reste stable durant les 10 premiers millimètres de glissement (i.e. la largeur du patin L_p).

Dans la zone d'entrée du contact, le coefficient de partage varie de 0.5 à 0.1 pour toutes les vitesses étudiées. Ce faible niveau de partage du flux indique que la majeure partie de la chaleur est absorbée par l'éprouvette. A la fin de l'interaction, un état stationnaire semble être atteint. Concernant la zone de sortie, le partage du flux en direction du patin passe de 50 à 25% et ne se stabilise à aucun moment pendant le glissement. Cela indique que, thermiquement, l'état stationnaire n'est pas encore atteint sur toute la surface de contact.



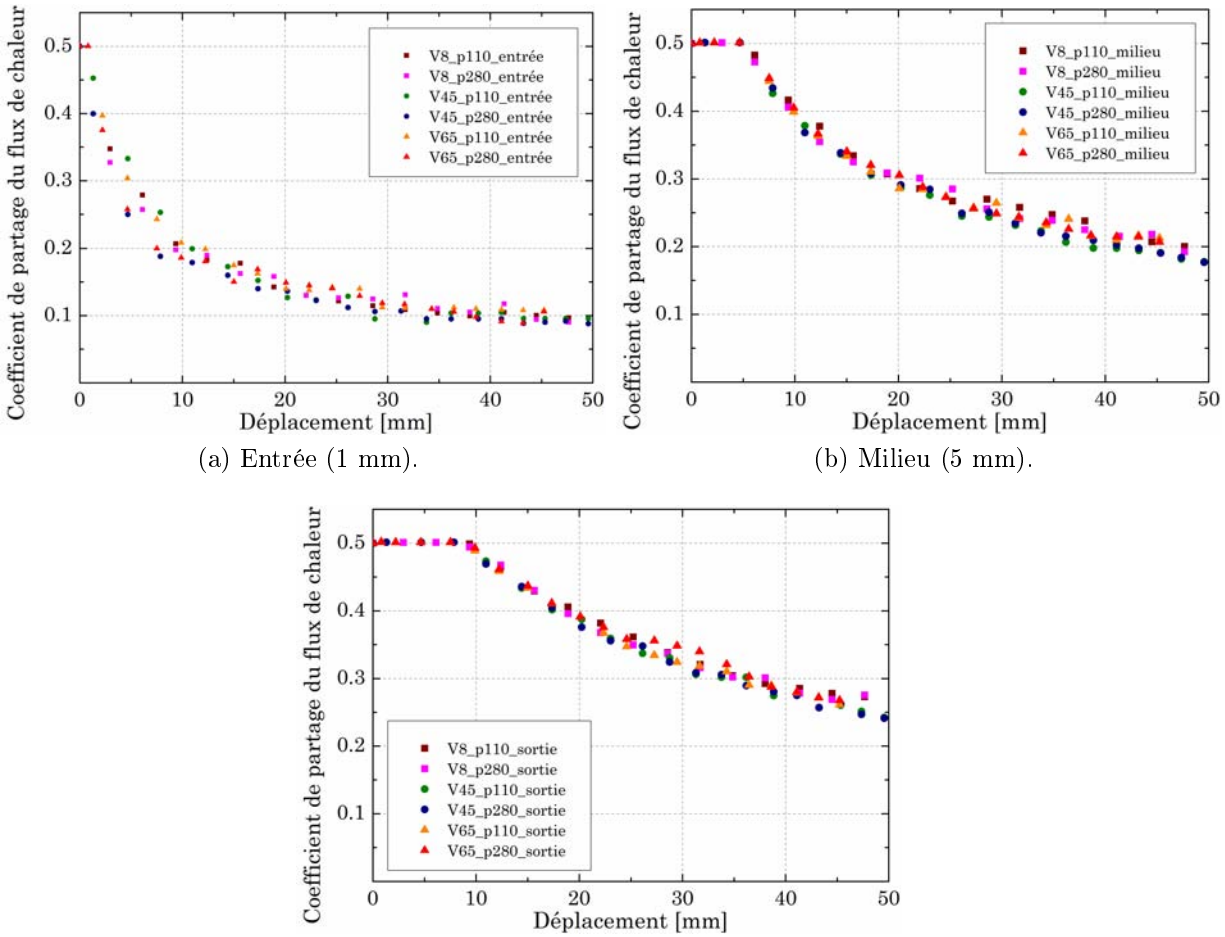
(a) $V_i = 8$ m/s. (b) $V_i = 45$ m/s.



(c) $V_i = 65$ m/s.

FIGURE 3.13 – Coefficients de partage locaux du flux de chaleur en fonction du temps de glissement.

La figure 3.14 présente l'évolution du coefficient de partage du flux de chaleur en fonction du déplacement de l'éprouvette pour toutes les configurations étudiées. On note que pour chacune des positions considérées (entrée, milieu et sortie), la vitesse et la pression normale n'ont aucune influence sur l'évolution de ce paramètre. Comme illustré sur la figure 3.2b, l'augmentation de la pression normale et de la vitesse de glissement conduit à une hausse de l'effort tangentiel moyen. Le niveau de la puissance totale φ_{total} à dissiper n'a donc aucune influence sur le coefficient de répartition $\alpha^{p}_{(x,y,z)}$.



(a) Entrée (1 mm). (b) Milieu (5 mm).

(c) Sortie (9 mm).

FIGURE 3.14 – Coefficient de partage de la température en fonction du déplacement de l'éprouvette.

La valeur du coefficient de partage $\alpha^{p}_{(x,y,z)}$ est conditionnée par l'équilibre de la température à l'interface de contact à chaque instant t. Le flux nécessaire à chacune des pièces pour atteindre la même température en surface dépend de l'évolution des propriétés thermiques et donc du gradient de température au sein du matériau. C'est donc toujours le rapport entre la surface affectée thermiquement du patin et celle de l'éprouvette qui conditionne la valeur de ce coefficient pour deux n¡uds en vis-à-vis. Les durées de contact étant très faibles pour toutes les configurations étudiées, ces rapports restent similaires quelle que soit la puissance à dissiper.

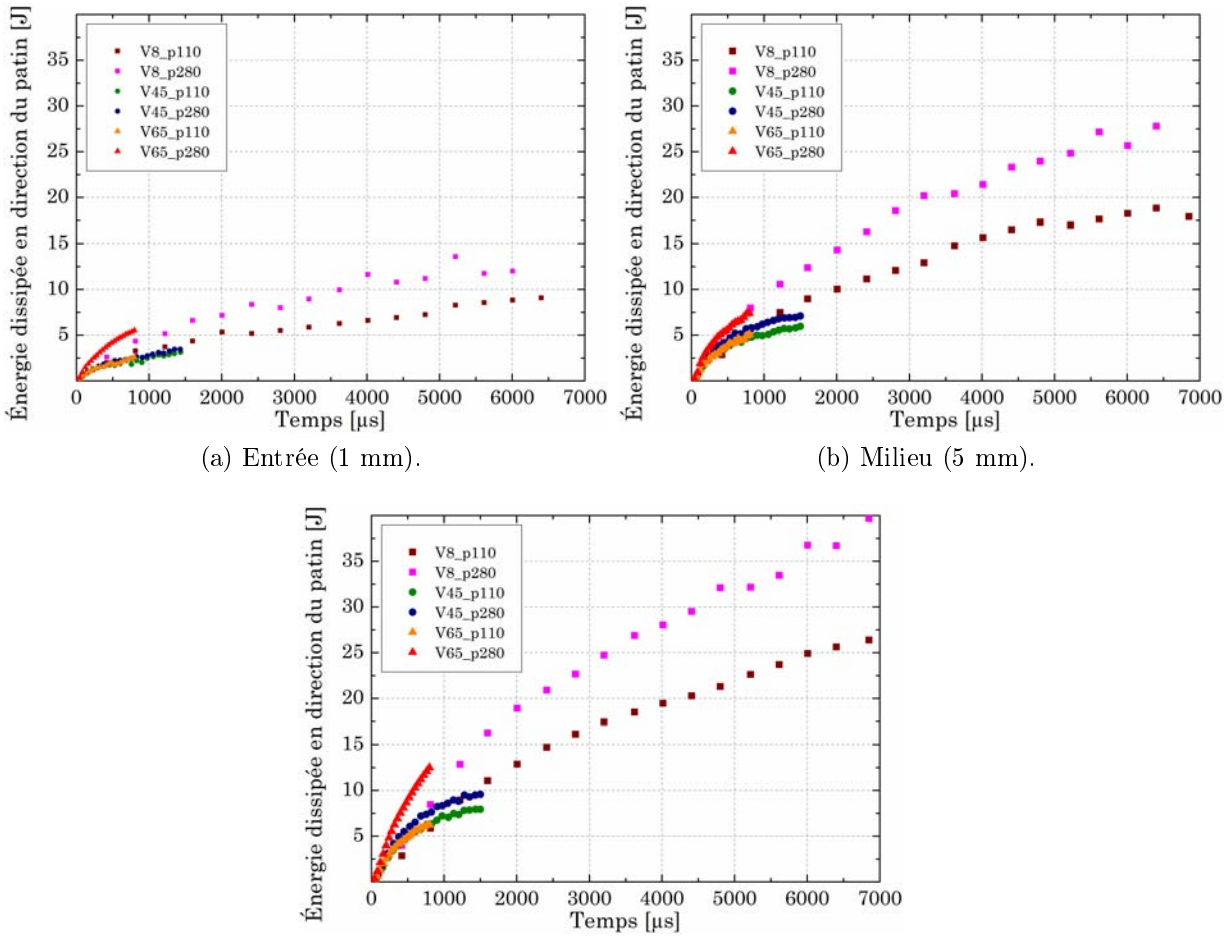
3.3.1.2 Calcul de l'énergie dissipée

Des niveaux d'énergie dissipée importants peuvent être à l'origine d'activation de phénomènes d'usure. Il a été constaté dans des études de fretting une relation directe entre cette grandeur et le volume usé [Mohrbacher *et al.* 1995, Huq et Celis 1997; 2002, Mary

et al. 2008]. Les résultats précédents ont montré que la température dépasse rapidement 1 000°C à l'interface de contact. Si le matériau n'a plus la capacité d'évacuer la chaleur dans son volume, alors l'énergie accumulée en surface augmente jusqu'à être suffisante pour dépasser l'enthalpie de fusion du matériau et ainsi induire un changement d'état. La répartition du flux de chaleur peut être utilisée pour calculer l'énergie dissipée au sein de chacune des pièces en contact. L'énergie dissipée en chaque point du patin $ED^P_{(x,y,z)}$ en fonction du temps se calcule par :

$$ED^P_{(x,y,z)} = \alpha^p \, \bar{\mu} \, N \, u \tag{3.5}$$

où u est la distance de glissement en fonction du temps, $\bar{\mu}$ le coefficient de frottement moyen, N l'effort normal imposé et α^p le coefficient de répartition de la chaleur pour le patin. La figure 3.15 présente les valeurs obtenues pour chacune des configurations à l'entrée, au centre et à la sortie du contact.



(a) Entrée (1 mm).

(b) Milieu (5 mm).

(c) Sortie (9 mm).

FIGURE 3.15 – Énergie dissipée localement au sein du patin fixe.

La répartition de l'énergie dissipée $ED^{P}_{(x,y,z)}$ à la surface du patin suit logiquement celle du coefficient de répartition du flux de chaleur $\alpha^{p}_{(x,y,z)}$. Les niveaux atteints à l'arrière du contact sont en moyenne plus de deux fois supérieurs à ceux atteints à l'avant. La zone de sortie de l'éprouvette est donc concernée par une accumulation d'énergie thermique en surface qui peut induire un changement d'état et donc l'activation d'usure par fusion. Ce résultat rejoint la répartition des températures présentée en figure 3.11. En effet, les températures atteintes à l'arrière du patin sont bien supérieures au reste de la longueur de contact. Les configurations pour lesquelles la température a dépassé, ou avoisine, la température de fusion sont $V_i = 65$ m/s et $p = 280$ MPa et $V_i = 8$ m/s et $p = 280$ MPa. Les essais réalisés à 8 m/s durent 8 ms mais la température avait seulement été calculée pour $t < 1\,750$ µs (durée pendant laquelle la pression de contact reste constante). En supposant qu'il soit possible d'appliquer une charge normale constante durant les 60 mm de glissement malgré la présence d'usure, les températures à l'interface de contact n'auraient cessé d'augmenter (i.e. le flux est constant pour ces configurations à vitesse constante) et auraient probablement conduit à un changement d'état sur une longueur de contact importante.

En se basant sur ces observations, le niveau minimal d'énergie dissipée pour induire un changement d'état est de 7.5 joules à $V_i = 65$ m/s (et $p = 280$ MPa) et de 16.5 joules à $V_i = 8$ m/s (et $p = 280$ MPa). La capacité du matériau à évacuer la chaleur dépend du flux de chaleur imposé et du gradient thermique au sein de la pièce considérée. L'énergie dissipée critique dépend de la pression normale apparente et de la vitesse de glissement qui conditionnent la valeur du flux et le temps de contact. A puissance égale, l'énergie nécessaire à l'activation d'usure par fusion décroit donc avec la hausse de la vitesse de glissement.

3.3.2 Activation du détachement de particules d'usure par accumulation de déformations plastiques

Les mesures expérimentales ont permis de mesurer les efforts normaux et tangentiels pendant l'interaction. En se basant sur ces informations, un modèle thermomécanique couplé 2D a été développé pour analyser la répartition de la pression de contact, de la température et des déformations plastiques le long du contact.

3.3.2.1 Présentation du modèle

La modélisation a été réalisée en 2D (voir expression 3.1) sur le solveur Abaqus Explicit. Afin de déterminer la taille minimale des éléments à la surface des pièces, l'épaisseur affectée thermiquement d_{cond} a été estimée grâce à la relation simplifiée de [Molinari *et al.* 1999] :

$$d_{cond} = \frac{1}{\psi}\sqrt{a\, t_{int}} \tag{3.6}$$

où t_{int} est la durée de l'interaction, a la diffusivité thermique et ψ une constante proche de l'unité [Molinari *et al.* 1999]. La valeur minimale du terme d_{cond} peut être calculée en considérant la plus haute vitesse étudiée (i.e. 65 m/s) et la diffusivité thermique du Ti6Al4V à température ambiante. Dans le cadre de notre étude, sa valeur minimale est de 22 µm.

La taille des mailles proches de l'interface a donc été fixée à 20 µm. La figure 3.16 illustre la configuration modélisée (due à la symétrie horizontale seulement la moitié de la géométrie a été considérée). Les éléments utilisés sont des CPE4RT (éléments à quatre n¡uds avec un degré de liberté pour la température en déformation plane et en intégration réduite), leur nombre total est de 72 738 pour l'ensemble du modèle. L'anneau dynamométrique utilisé lors des essais expérimentaux n'est pas représenté mais son comportement dynamique a été pris en compte sous la forme d'un système masse-ressort-amortisseur à l'arrière du patin. La raideur de l'anneau K_{anneau} , mesurée expérimentalement lors de sa calibration, est de 24 000 N/mm.

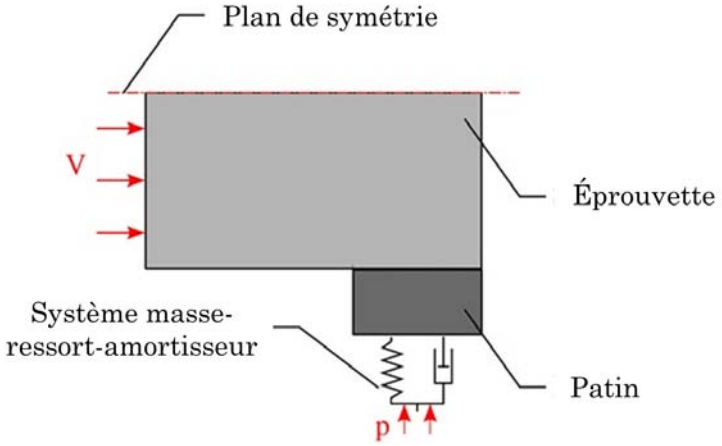


FIGURE 3.16 – Illustration du modèle thermomécanique.

Les pulsations de l'anneau dynamométrique induisent un déplacement vertical $u2$ de la surface arrière du patin en respectant l'équation différentielle suivante :

$$m_{anneau}\frac{d^2u2}{dt^2} + C_{anneau}\frac{du2}{dt} + K_{anneau}\,u2 = 0 \tag{3.7}$$

où les coefficients m_{anneau} et C_{anneau} sont respectivement la masse et le coefficient d'amortissement du système. A la fin d'un essai de glissement, les pulsations de l'anneau dynamométrique sont visibles sur les signaux d'efforts (voir figure 2.10 à partir de $t = 2\,500$ µs). Les coefficients m_{anneau} et C_{anneau} peuvent donc être déterminés par fitting à partir du déplacement de l'anneau dynamométrique dans le domaine élastique. Les valeurs numériques de ces coefficients sont respectivement 0.097 kg et 15 N·s·m^{-1}.

Les propriétés mécaniques du contact sont définies séparément pour les comportements normaux et tangentiels. Le premier correspond à un "hard contact" et le second suit la loi de Coulomb où $T = \bar{\mu}\,N$. La pression de contact est donc nulle tant que les surfaces esclave et maitre ne sont pas en contact. La surface maitre est celle du patin car c'est théoriquement cette pièce qui sera soumise au plus haut niveau de déformation. L'interpénétration des deux surfaces n'est pas autorisée et le niveau de la pression de contact n'a pas été limité. La formulation "finite-sliding" a été activée pour autoriser la rotation et la séparation des surfaces au cours du glissement. Les transferts thermiques entre les deux pièces ont été définis grâce à la conductance, sa valeur a aussi été fixée à $h_c = 10^6$ W/K pour considérer un contact parfait.

Les mêmes conditions initiales que pour le modèle thermique ont été utilisées. La mise en vitesse de l'éprouvette s'effectue donc selon le profil de vitesse présenté en figure 3.7 et le coefficient de frottement moyen $\bar{\mu}$ est un paramètre d'entrée du modèle. Il n'y a

par contre dans ce cas nul besoin de définir la vitesse finale de l'éprouvette, le travail des forces de frottement pilote la variation d'énergie cinétique et donc la chute de vitesse.

La loi de comportement utilisée dans ce modèle est la loi thermo-viscoplastique de Johnson-Cook (cf. expression 1.1). Les paramètres de sensibilité à l'écrouissage, à la vitesse de déformation et à la température renseignés sont ceux reportés dans le tableau 1.4 [Meyer et Kleponis 2001].

Une loi d'endommagement plastique a été prise en compte dans la modélisation pour étudier l'influence de la déformation plastique sur l'intégrité des surfaces en contact. Elle repose sur le calcul d'un paramètre d'endommagement ω, si la valeur de ce dernier dépasse la valeur critique $\omega = 1$ alors la désactivation de l'élément impliqué débute. Ce terme se calcule par :

$$\omega = \frac{\Delta \bar{\epsilon}^p}{\epsilon_f} \tag{3.8}$$

où $\Delta \bar{\epsilon}^p$ est l'incrément de déformation plastique équivalente et ϵ_f la déformation équivalente d'endommagement définie par :

$$\epsilon_f = (d_1 + d_2\, exp(d_3(\frac{\sigma_m}{\bar{\sigma}}))) \,(1 + d_4\, ln(\frac{\dot{\bar{\epsilon}}^p}{\dot{\epsilon}_d})) \,(1 + d_5(\frac{\Theta - \Theta_{amb}}{\Theta_{fusion} - \Theta_{amb}})) \tag{3.9}$$

Dans cette expression, σ_m est la pression hydrostatique, d_1, d_2, d_3, d_4 et d_5 sont des constantes liées au matériau et $\dot{\epsilon}_d$ est la vitesse de déformation de référence. Les valeurs utilisées [List *et al.* 2013] sont reportées dans le tableau 3.3.

d_1	d_2	d_3	d_4	d_5	$\dot{\epsilon}_d$
-0.09	0.27	-0.48	0.017	3.87	1

Tableau 3.3 – Valeurs numériques des paramètres d'endommagement du Ti6A4V [List *et al.* 2013].

Le paramètre d'endommagement ω est calculé à chaque incrément de temps mais, afin d'éviter des singularités lors du calcul, la désactivation des éléments n'est pas activée. L'intérêt de calculer et d'étudier l'évolution de ce paramètre est d'évaluer l'influence de l'accumulation de la déformation plastique sur l'activation du détachement de particules d'usure.

La génération de chaleur est due à la dissipation du travail mécanique et de la déformation plastique. L'ensemble de la puissance mécanique et une part β_{TQ} de la déformation

plastique sont convertis en chaleur. Le terme β_{TQ} est le coefficient de Taylor-Quinney, sa valeur a été fixée à 0.9 pour ces travaux [Taylor et Quinney 1934].

3.3.2.2 Résultats et discussion

L'ensemble des résultats est présenté pour la configuration de glissement $V_i = 45$ m/s et $p = 110$ MPa. Les différentes grandeurs calculées sont exprimées suivant la longueur de contact à différents instants. L'abscisse "0 mm" correspond à l'avant et "10 mm" à l'arrière du patin selon la direction de glissement. L'incrément de temps le plus élevé ($t = 110$ µs) est relatif à un déplacement inférieur à 3 mm. Seuls les n¡uds de l'interface ont été pris en compte pour le calcul des différentes grandeurs. Une moyenne mobile de 40 points a été appliquée sur chaque courbe pour atténuer la réponse bruitée due à la méthode Explicit.

La figure 3.17 présente l'évolution de la contrainte normale à l'interface de contact sur la longueur du patin fixe. La courbe en pointillés noirs représente la répartition de la contrainte normale avant la mise en mouvement de l'éprouvette, cela correspond à une répartition de Hertz.

Après l'impact, l'ensemble des courbes décrit un profil similaire où les bords (avant 1 mm et après 9 mm) sont soumis à des augmentations importantes du niveau de contrainte. Les différences observées entre les différents instants sont dues au comportement vibratoire du système masse-ressort-amortisseur. Ce premier graphique permet de valider que la pression de contact se stabilise sur la majorité de la longueur de contact (entre 1 et 9 mm) à la valeur consigne de 110 MPa dès 60 µs. Cela valide l'utilisation d'un flux uniforme lors de la modélisation thermique (i.e. déplacement d'une source de chaleur en section 3.2.1.1). Néanmoins, les résultats obtenus dans la partie précédente conduisent nécessairement à une légère sous-estimation des températures sur les bords (due à la considération d'un flux de chaleur uniforme dans la modélisation thermique).

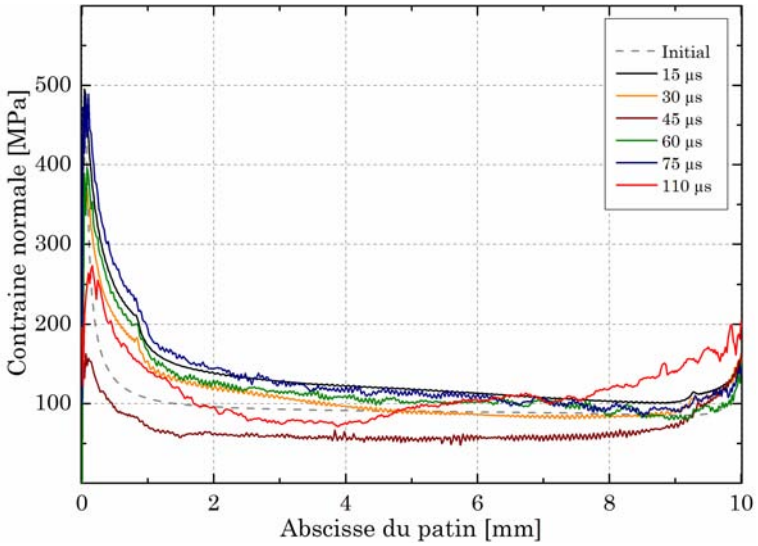


FIGURE 3.17 – Répartition de la contrainte normale à l'interface de contact selon l'abscisse du patin pour un essai à $V_i = 45$ m/s et $p = 110$ MPa.

La répartition de la température à l'interface de contact a été tracée sur la figure 3.18. La génération de la puissance thermique étant majoritairement due à la dissipation du travail mécanique, la répartition de la contrainte normale à l'interface définit la forme du flux de chaleur. La température des bords est donc supérieure au reste de la longueur de contact quel que soit l'instant considéré. Ces pics de température (800°C contre 480°C sur le reste du patin à $t = 110$ µs) peuvent être à l'origine d'activation d'usure par fusion pour des durées de glissement plus importantes. La température évolue de l'ambiante à 480°C sur la majorité de la longueur de contact en seulement 110 µs. Cette valeur est légèrement inférieure à celle calculée avec le modèle précédent. Cela s'explique par le niveau de la contrainte normale qui est inférieur à la valeur consigne durant les 60 premières microsecondes et donc à un flux thermique inférieur à celui imposé lors de la modélisation avec la source de chaleur uniforme.

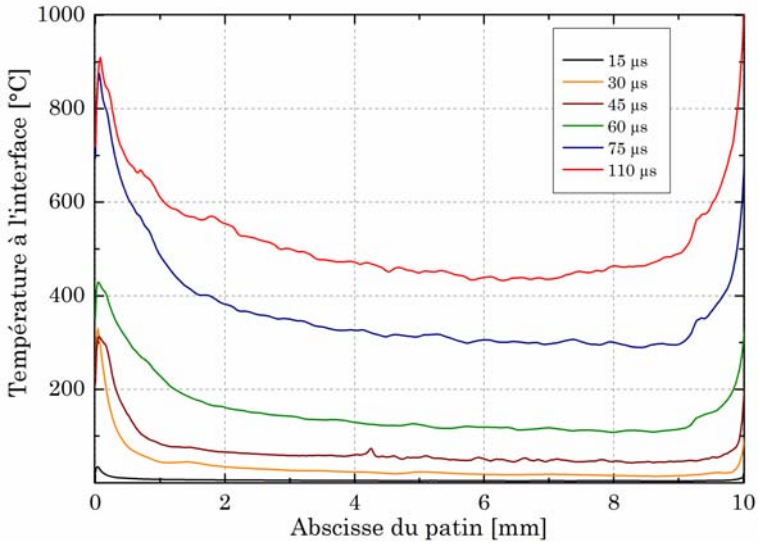


FIGURE 3.18 – Répartition de la température à l'interface de contact selon l'abscisse du patin.

L'évolution de la déformation plastique en cisaillement est illustrée en figure 3.19. Les oscillations observées sont dues au comportement vibratoire du système masse-ressort-amortisseur. Pour rappel, la déformation à rupture du Ti6Al4V à température ambiante est de l'ordre de 14% (cf. tableau 1.3). Les déformations calculées sont supérieures sur les bords, cela s'explique ici encore par la répartition de la contrainte normale et l'utilisation d'un coefficient de frottement moyen pour toute la longueur de contact. La déformation entre dans le domaine plastique dès $t = 45$ µs. La valeur moyenne atteinte sur toute la surface (sans considérer les bords) est de 21% en seulement 110 µs de glissement.

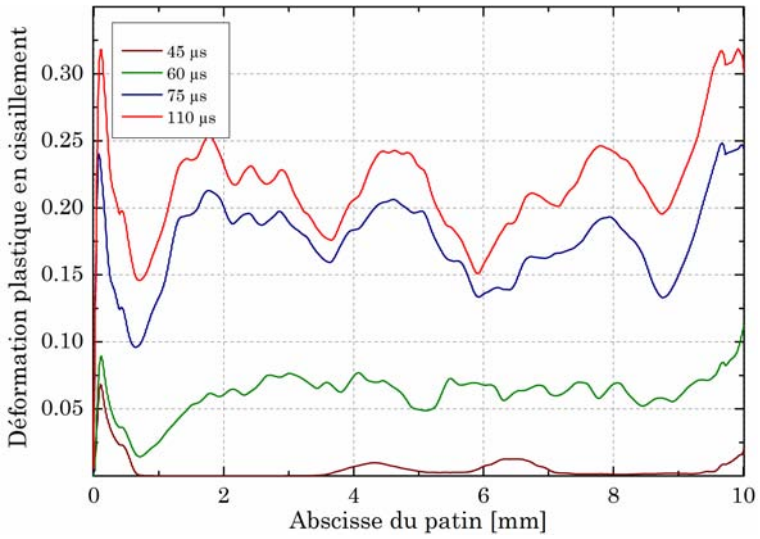


FIGURE 3.19 – Répartition de la déformation plastique en cisaillement à l'interface de contact selon l'abscisse du patin.

Le dernier graphique 3.20 présente l'évolution de la valeur du paramètre d'endommagement à différents instants. Comme mentionné lors de la présentation de la loi d'endommagement, le détachement de particules d'usure pourrait théoriquement débuter lorsque $\omega > 1$. Cette valeur critique est atteinte localement à l'arrière du contact dès 60 µs et au centre dès 75 µs. A $t = 110$ µs, la valeur du paramètre d'endommagement est supérieure à 1 sur quasiment l'ensemble de la longueur de contact.

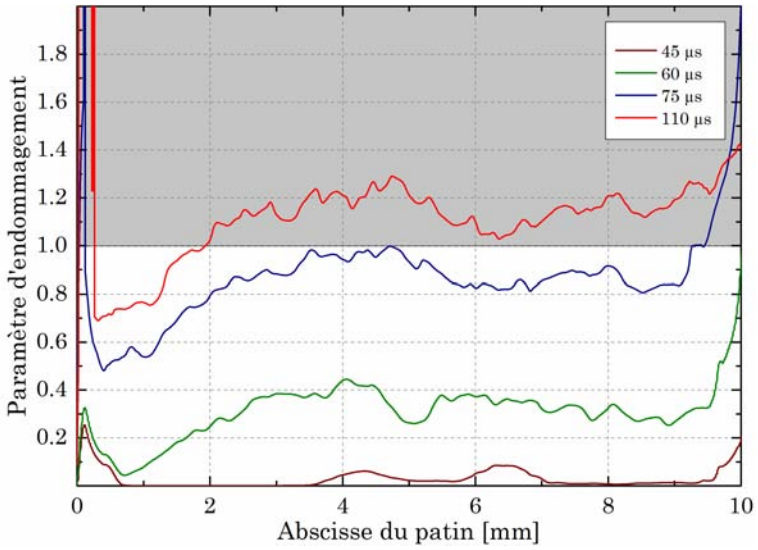


FIGURE 3.20 – Calcul du paramètre d'endommagement à l'interface de contact selon l'abscisse du patin.

Les résultats du modèle thermomécanique indiquent que le détachement de particules d'usure peut être activé de manière globale dès les premiers millimètres de glissement pour la configuration $V_i = 45$ m/s et $p = 110$ MPa. Cela est valable pour les configurations d'essais : $V_i = 45$ m/s et $p = 280$ MPa, $V_i = 65$ m/s et $p = 110$ MPa, et $V_i = 65$ m/s et $p = 280$ MPa.

Par contre lors des essais à $V_i = 8$ m/s, le calcul s'interrompt à $t = 225$ µs à cause d'éléments distordus. La valeur du paramètre d'endommagement ne dépasse que très localement la valeur critique de 1. Il n'y a donc pas d'activation globale de l'usure dans cet intervalle de temps ($t < 225$ µs).

Les conditions extrêmes étudiées dans ces travaux conduisent à la combinaison de deux phénomènes : l'écrouissage et l'adoucissement thermique. Les hauts niveaux de vitesse de déformation (10^6 s^{-1} à $V_i = 45$ m/s) atteints dès les premiers instants de contact sont à l'origine de l'accumulation de déformation plastique à la surface du matériau. La capacité du matériau à dissiper la chaleur et à se déformer plastiquement n'est plus suffisante pour évacuer l'énergie de glissement, l'usure (phénomène dissipatif) pourrait donc être activée.

Bien que le modèle ne permette pas d'étudier correctement la plus basse des vitesses (i.e. 8 m/s), la durée nécessaire pour activer le détachement de particules d'usure semble décroitre avec l'augmentation de la vitesse de glissement. Ce point reste cependant à valider avec une modélisation adaptée.

3.4 Bilan

Ce chapitre repose sur une étude expérimentale et numérique pour analyser les sollicitations thermiques et mécaniques auxquelles sont exposées les pièces en contact. Les vitesses étudiées vont de 8 à 70 m/s et les pressions de contact varient de 25 à 297 MPa.

L'étude thermique a mis en évidence des températures supérieures à celle du transus β (i.e. 980°C) dès 100 µs de glissement pour la plus haute des vitesses étudiées (i.e. 65 m/s). L'analyse de la répartition de la température a montré une accumulation de la chaleur à l'arrière du contact avec un gradient important le long de la direction de glissement (87.5 K/mm pour un essai à $V_i = 45$ m/s et $p_i = 110$ MPa). Il a été constaté que les températures dans cette zone peuvent dépasser celle de fusion du Ti6Al4V. Les configurations concernées par une possible activation d'usure par fusion sont celles réalisées à $V_i = 8$ m/s (pour $p_i = 110$ et 280 MPa) et celle où $V_i = 65$ m/s et $p_i = 280$ MPa.

Les résultats expérimentaux ont montré que l'effort de frottement augmente avec la pression de contact. Une élévation de la température induisant un adoucissement thermique des corps en contact a pourtant été constaté lors de l'augmentation de la pression. En se basant sur l'état de l'art du premier chapitre, l'influence de la pression normale apparente sur la valeur de l'effort de frottement s'expliquerait par l'augmentation de la surface réelle de contact.

L'influence de la vitesse de glissement sur la valeur du coefficient de frottement a été analysée. Bien que pour la plupart des configurations étudiées, la hausse de la vitesse conduit à une baisse de celui-ci, son influence devient très faible lorsque $V_i > 40$ m/s et $p_i > 180$ MPa. L'étude thermique a montré que l'augmentation de la vitesse n'induit pas nécessairement une hausse de la température. La dépendance du coefficient de frottement moyen à la vitesse de glissement ne s'explique donc pas directement par l'adoucissement thermique de l'interface, ce point reste ainsi en suspens.

Une analyse thermomécanique, par éléments finis, a été réalisée pour analyser les premiers instants du glissement. Pour des pressions supérieures à 110 MPa, les deux corps se déforment plastiquement quasi instantanément. Il a été observé que l'énergie accumulée en surface peut conduire au détachement de particules d'usure sur l'ensemble de la longueur de contact après seulement quelques millimètres de glissement.

J.F. Archard : Contact and rubbing of flat surfaces. *J. Appl. Phys*, 24:981–988, 1953a.

F.P. Bowden et D. Tabor : The friction and lubrification of solids - Part 1. *Clarendon press, Oxford*, 1950.

H. S Carslaw et J. C Jaeger : Conduction of heat in solids. *second edition, Clarendon press, Oxford*, 1959.

M.Z. Huq et J.P. Celis : Reproductibility of friction and wear results in ball on disk unidirectional sliding tests of TiN alumina pairings. *Wear*, 212:151–159, 1997.

M.Z. Huq et J.P. Celis : Expressing wear rate in sliding contacts based on dissipated energy. *Wear*, 252(5):375–383, 2002.

J. C. Jaeger : Moving surfaces of heat and the temperature at sliding contacts. *Proc. R. Soc. NSW*, 76:203–224, 1942a.

F.E. Kennedy : Frictional heating and contact temperatures. *In Modern tribology handbook*, pages 235–272. 2000.

N. Laraqui, A. Bairi et L. Segui : Temperature and thermal resistance in frictional devices. *Applied Thermal Engineering*, 24(17-18):2567–2581, dec 2004. ISSN 13594311. URL `http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S1359431104000985`.

S.C. Lim et M.F. Ashby : Overview no 55 Wear mechanism maps. *Acta Metallurgica*, 35(1):1–24, 1987.

G. List, G. Sutter et J.J. Arnoux : Analysis of the high speed sliding interaction between titanium alloy and tantalum. *Wear*, 301(1-2):663–670, 2013. URL `http://dx.doi.org/10.1016/j.wear.2012.11.070`.

C. Mary, S. Fouvry, J.M. Martin et B. Bonnet : High temperature fretting wear of a Ti alloy/CuNiIn contact. *Surface and Coatings Technology*, 203(5-7):691–698, dec 2008. ISSN 02578972. URL `http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0257897208007810`.

H.W. Meyer et D.S. Kleponis : Modeling the high strain rate behavior of titanium undergoing ballistic impact and penetration. *International Journal of Impact Engineering*, 26(1-10):509–521, dec 2001. ISSN 0734743X. URL `http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0734743X01001075`.

H. Mohrbacher, J.P. Celis et J.R. Roos : Laboratory testing of displacement and load induced fretting. *Tribology International*, 28:269–378, 1995.

A. Molinari, Y. Estrin et S. Mercier : Dependence of the coefficient of friction on the sliding conditions in the high velocity range. *ASME Journal of tribology*, 121:35–41, 1999.

G I Taylor et H Quinney : The latent energy remaining in a metal after cold working. *Proceedings of the Royal Society of London*, A143:307–326, 1934.

H Uetz et J Föhl : Wear as an energy transformation process. *Wear*, 49:253–264, 1978.

Chapitre 4

Analyse des endommagements induits : mécanismes d'usure et évolution de la microstructure

Sommaire

4.1 Dégradation des surfaces **150**
4.2 Profils d'usure et volume usé **162**
4.3 Distinction des modes d'endommagement **168**
4.4 Analyse de la microstructure **180**
4.5 Bilan **196**
Bibliographie **197**

De nombreux tribologues affirment qu'un "matériau sacrifie sa surface pour sauvegarder son volume". Ce chapitre aborde les endommagements macroscopiques et microscopiques des surfaces en contact lors d'interactions de glissement à haute vitesse.

La première partie est un état de l'art sur la dégradation des surfaces, une section concerne principalement le couple étudié dans ces travaux de recherche. La seconde présente les résultats expérimentaux, les mécanismes d'endommagement identifiés et leurs particularités. L'activation des différents modes d'usure, leur évolution au cours de l'interaction, ainsi que leur influence sur l'effort de frottement sont abordés. La dernière partie se concentre sur l'évolution de la microstructure et de l'interface de contact au cours des quelques millisecondes de glissement étudiées.

4.1 Dégradation des surfaces

La dégradation des surfaces repose sur un ensemble complexe de phénomènes pouvant intervenir à différentes échelles. D'un point de vue microscopique, cela entraine une modification de la microstructure du matériau (changements de phase, inclusions, dislocations, taille de grains). A l'échelle macroscopique, l'usure est associée à une perte de volume entrainant une émission de débris. Elle s'accompagne d'une transformation physico-chimique des surfaces en contact qui peut totalement modifier la rhéologie de l'interface de contact. Elle est souvent associée à des effets néfastes : la perte de cote, de forme ou de masse peuvent en effet être problématiques d'un point de vue fonctionnel. Pourtant, plusieurs applications utilisent l'usure : écriture à la craie sur le tableau ou l'affûtage d'un outil. Elle est même recherchée dans certains cas : le rodage d'une interface de contact permet de lutter contre d'autres formes d'endommagement qui seraient beaucoup plus dévastatrices [Barrau 2004]. L'usure provoquée durant cette période "d'apprentissage" se révèlera en effet protectrice par la suite.

L'usure globale d'un système repose sur des combinaisons de plusieurs processus qui peuvent agir simultanément. Barrau [2004] estime qu'une pièce subit tout au long de sa vie trois étapes d'usure :

— Rodage : usure rapide avec un taux d'usure régulièrement décroissant,

— Marche normale : durée de vie (usure faible et constante),

— Vieillissement et mort : taux d'usure croissant.

Cela rejoint les travaux de Chiou *et al.* [1985] qui estiment que le volume usé pour un contact entre deux pièces métalliques dépend de la distance de frottement : le taux d'usure (en mm^3/m) est au départ très élevé puis décroit jusqu'à devenir constant.

L'usure dépend de la nature des matériaux en contact mais surtout des conditions de frottement. Bayer [1994] conclut que "l'usure n'est pas une propriété intrinsèque du matériau considéré mais bien la réponse d'un système".

4.1.1 Les modes d'usure

Les mécanismes d'endommagement reposent principalement sur l'évolution de la surface réelle de contact, et sur la sévérité de la sollicitation (domaine élastique ou plastique, température). Burwell [1957] distingue quatre modes principaux d'usure :

— Usure par transfert ou adhésive : elle se caractérise par un transfert de débris de l'un des deux corps vers l'autre ou par la formation d'un débris constitué d'un

mélange des deux corps [Sasada 1979]. Lim et Ashby [1987] estiment que ce type d'endommagement est lié à l'accumulation de déformations plastiques à l'interface de contact. Bhushan [2000] distingue deux origines à son activation : l'adhésion des aspérités formant la surface réelle de contact [Archard 1953a] et le délaminage [Suh 1980b].

Dans le premier cas, les énergies atteintes au sommet de chaque aspérité sont assez importantes pour former des micro-soudures à l'interface de contact. C'est ensuite la dureté de chacun des corps qui définit la direction et la nature du transfert de particules d'usure entre les deux pièces. Cela rejoint la théorie des micro-soudures proposée ensuite par Bowden et Tabor [1964] (détaillée dans la section 1.3.3.1).

Dans le second cas, le cisaillement des surfaces en contact conduit à la nucléation d'inclusions de vide dans l'épaisseur du matériau. Ces dernières s'étendent dans la direction de glissement jusqu'à causer une fissure provoquant l'éjection de débris de type "plaque". Leur taille peut être importante, Straffelini et Molinari [1999] observent des débris atteignant le dixième de millimètre.

— Usure abrasive : elle est caractérisée par la présence d'un corps rugueux ou de particules dures issues de débris d'usure ou de la pollution du milieu. Ces particules ou débris peuvent se trouver entre les surfaces ou faire partie de l'une d'elles. Blouet [1978] estime que si leur dureté Vickers est une fois et demi supérieure à celle de la surface usée alors l'usure abrasive est activée. Ces particules d'usure, ou simplement le corps le plus dur pénètrent dans celui ayant la dureté la plus faible. Les endommagements associés sont du polissage, des griffures, des micro labourages, ou encore des arrachements de copeaux. Lors de micro usinages, il n'y a pas de transfert de matière seuls les bords du sillon sont affectés en étant déformés plastiquement. Le moyen le plus répandu pour lutter contre ce type d'usure est l'augmentation de la dureté des corps en contact [Barrau 2004].

— Usure par fatigue : elle se caractérise par un nombre minimal de cycles pour être activée. Elle dépend de la capacité des matériaux à absorber les énergies de déformation et les contraintes thermiques lors d'un nombre important de cycles. Ce type d'usure est associé à un phénomène de fatigue des couches superficielles pendant le glissement. Elle se manifeste par des fissures parallèles à la direction de glissement qui apparaissent en sous couches. Barrau [2004] explique leur apparition par l'augmentation de la densité de dislocations en surface qui provoque un écrouissage superficiel. L'énergie de frottement a ensuite pour effet de redistribuer cette densité de dislocation en un réseau plus stable par glissement ou montée des dislocations. Il en résulte un déséquilibre entre les contraintes internes : en surface des contraintes

de compression sont générées alors qu'en sous couche des cavités se forment et favorisent la fissuration.

— Usure corrosive (ou par oxydation) : elle correspond à un processus dominé par une réaction chimique ou électrochimique avec le milieu environnant. Un film de matière oxydé est créé puis enlevé lors du mouvement relatif des pièces en contact. Si le film est fragile, il se forme des débris extrêmement durs qui peuvent conduire à de l'abrasion. Ce cas de figure est particulièrement néfaste, des taux d'usure importants sont observés. Par contre s'il est ductile, le cisaillement se produit dans l'épaisseur du film. Ce dernier peut adhérer à la surface d'un des deux corps et jouer un rôle protecteur.

Lim et Ashby [1987] considèrent un mode d'endommagement supplémentaire :

— Usure par fusion : elle se caractérise par un détachement de particules fondues. Dans ce cas, les aspérités formant la surface réelle de contact atteignent localement la température de fusion du matériau. Cela a déjà été observé pour des vitesses de glissement de l'ordre d'1 m/s [Bowden et Ridler 1936b]. Lorsque la couche de métal fondu est contenue dans le contact, on parle de lubrification hydrodynamique. Le taux d'usure reste élevé tant que le coefficient de frottement est faible. Dans le cas de frottement à très grande vitesse ($V = 100$ m/s) et très forte pression normale apparente ($p = 1 - 3$ GPa), Liou *et al.* [2004] ont mis en évidence la création d'une couche de métal fondu pour un couple acier-aluminium.

4.1.2 Notions de tribologie des interfaces

La tribologie des interfaces propose de séparer le phénomène de détachement des particules de l'usure. Si les particules restent piégées dans le contact, on parle alors de troisième corps. Ce concept phénoménologique a été élaboré par Godet et Berthier [Godet 1984, Berthier 1990] à partir d'observations expérimentales. Cette approche est basée sur la "vie" du troisième corps depuis sa formation jusqu'à son élimination du contact. Les deux premiers corps correspondent au couple frottant (figure 4.1) et le troisième corps sépare complétement ou partiellement les deux premiers. Le dernier élément du triplet tribologique est l'environnement qui peut jouer un rôle au travers de sa température, sa composition chimique ou encore sa pollution éventuelle.

Dans le cas du frottement sec, le troisième corps, principalement constitué de particules issues des premiers corps, donc de l'usure [Fillot *et al.* 2007], a pour fonction :

— le support de la charge normale,

— l'accommodation des vitesses,

— la séparation des premiers corps en évitant tout contact direct entre eux.

Il a la particularité de pouvoir être soumis à des cisaillements très importants sans pour autant se dégrader. Cette couche peut dans certains cas protéger les surfaces et jouer le rôle de lubrifiant [Takadoum 2007].

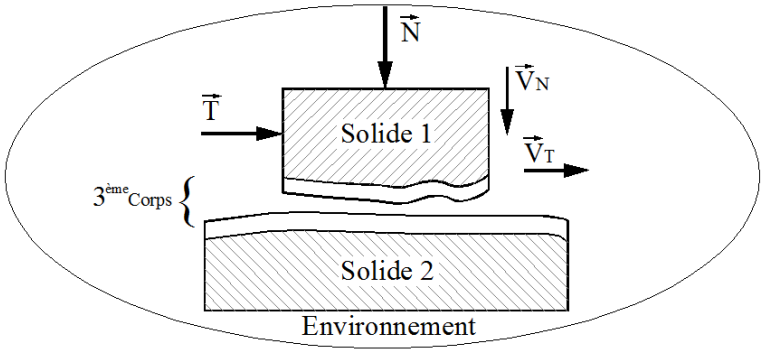


FIGURE 4.1 – Représentation du contact tribologique.

L'accommodation de vitesse

Berthier [1990; 2001] suggère l'existence de plusieurs mécanismes d'accommodation des vitesses au travers de la notion du troisième corps. Il distingue les sites concernés et les modes d'accommodation de vitesse. Les sites S_1 et S_5 correspondent au premier corps, le site S_3 au troisième corps et les sites S_2 et S_4 sont les écrans constitués des couches moléculaires surfaciques des premiers corps. Les modes (de M_1 à M_4) sont la déformation élastique, la rupture par fissuration normale à la surface de contact, le cisaillement, y compris la déformation plastique, et le roulement par formation de billes ou de rouleaux dans le contact. La figure 4.2 illustre les différentes combinaisons $S_i\,M_j$ (20 au total). La lubrification hydrodynamique correspond par exemple à un mécanisme $S_3\,M_3$.

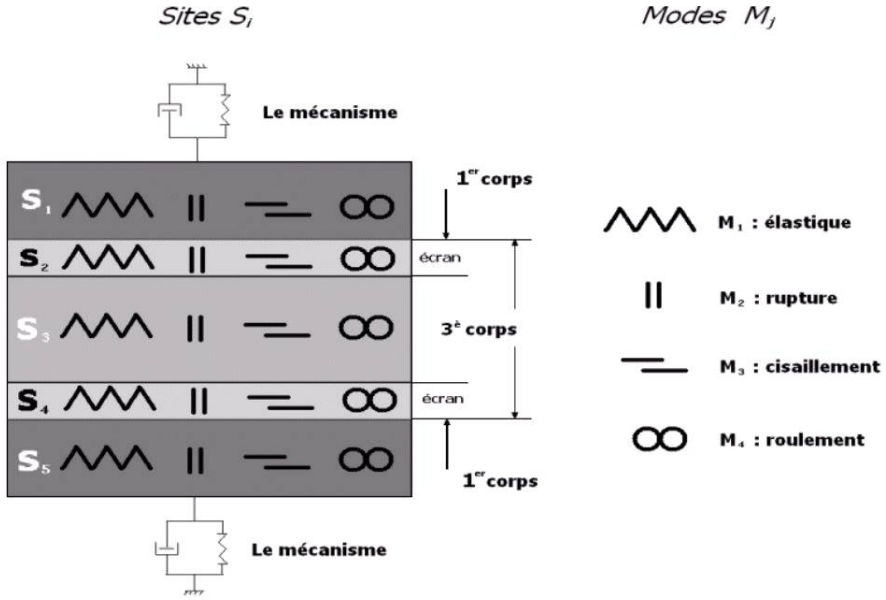


FIGURE 4.2 – Mécanismes d'accommodation des vitesses [Berthier 1990; 2001].

Ces différents mécanismes peuvent se succéder ou coexister. La connaissance des modes activés pour un laps de temps donné permet de donner un sens physique aux variations du frottement.

Plusieurs auteurs [Rubtsov et Kolubaev 2004, Tarasov *et al.* 2010] se basent sur ce phénomène d'accomodation des vitesses pour étudier les instabilités thermomécaniques à l'interface de contact.

Le circuit tribologique

Dans le concept du troisième corps, les particules sont constamment en mouvement et sont donc soumises à un gradient de vitesse. Le circuit tribologique, présenté figure 4.3, illustre le phénomène de flux de matière, ou de débit du troisième corps.

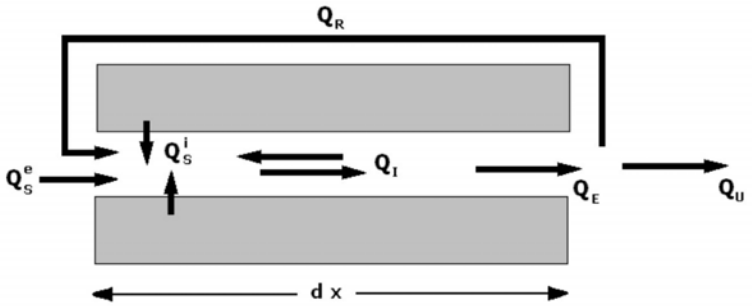


FIGURE 4.3 – Circuit tribologique proposé par Berthier [1990; 2001].

Ces débits de troisième corps sont [Gouider 2004] :

— Le débit source interne noté Q_S^i : c'est le troisième corps "naturel" créé dans le contact à partir du détachement de particules issues des premiers corps suite à leurs dégradations,

— Le débit source externe noté Q_S^e : c'est du troisième corps "artificiel" constitué de particules venant de l'extérieur du contact. Dans certains cas ce troisième corps est volontairement introduit dans le contact par exemple lors du démarrage d'une locomotive, du sable est injecté dans le contact entre les roues et les rails,

— Le débit interne noté Q_I : le débit interne représente la manière dont circule le troisième corps dans le contact par exemple un changement de cohésion, de ductilité...,

— Le débit d'éjection noté Q_E : c'est le débit représentant le troisième corps qui sort du contact, il est divisé en deux parties : le débit de recirculation et le débit d'usure,

— Le débit de recirculation noté Q_R : c'est le débit représentant la partie du troisième corps qui sort du contact et qui s'y réintroduit ultérieurement par exemple dans le cas d'un système Pion / Disque.

— Le débit d'usure noté Q_U : il représente la partie du troisième corps qui quitte le contact définitivement sous une action mécanique ou physico-chimique. C'est donc le débit représentant l'usure réelle.

Il s'agit ici de la tribologie des interfaces et non plus des surfaces et des volumes ou corps massiques des matériaux. Cette approche, relativement moderne, n'apporte aucun mode de calcul ou solution industrielle mais permet une meilleure compréhension des phénomènes physiques mis en jeu. L'une des conséquences majeure du frottement est la création de particules d'usure qui peuvent conduire à la création d'un troisième corps. Ce dernier modifie le rapport S_r/S_{app} et la nature de l'interface (notamment la rhéologie). On retrouve un lien entre l'usure (conséquence de la dissipation d'énergie dans le contact) et les efforts de frottement à l'origine de ces phénomènes.

4.1.3 Lois d'usure quantitatives

L'activation des différents modes d'usure dépend de plusieurs paramètres :

— Propriétés thermomécaniques des matériaux considérés : leurs propriétés élastiques, plastiques, de fatigue ou encore leur dureté sont autant de paramètres qui pilotent l'évolution de la surface réelle de contact et le niveau de déformation plastique. Leurs propriétés thermiques définissent la capacité du matériau à évacuer la chaleur et donc le gradient de température dans chacun des corps en contact.

— Nature du contact : la géométrie du contact et la cinématique des pièces en mouvement définissent la répartition des contraintes thermomécaniques le long de la

surface de contact. L'environnement joue aussi un rôle primordial (humidité, température, poussières).

— Conditions de glissement : la pression normale appliquée aura une influence directe sur le niveau de la contrainte de cisaillement générée. La vitesse de glissement intervient au premier ordre dans l'expression du flux de chaleur total généré, elle a aussi une influence sur la vitesse de déformation des matériaux.

Tous ces paramètres évoluent au cours du frottement et sont interdépendants : la charge normale appliquée modifie directement la ductilité et l'écrouissage du matériau, l'évolution de la surface réelle de contact engendre une répartition différente des champs de contraintes, le coefficient de frottement peut être très hétérogène à l'échelle microscopique et être responsable de la génération de températures flash...

De plus, l'activation d'un mode d'usure fait évoluer l'influence de ces différents paramètres au cours du contact. La formation d'un troisième corps (support de la charge normale, accommodation des vitesses, séparation des premiers corps en évitant tout contact direct entre eux) ou d'une couche d'oxydes n'auront par exemple pas les mêmes conséquences sur l'évolution du taux d'usure.

Face à la complexité de tous ces effets, la prédiction de l'usure reste encore aujourd'hui principalement globale et macroscopique. Meng et Ludema [1995] ont recensé 5 466 publications traitant de l'usure en 1995. En tout 300 lois d'usure ont été proposées. Un point intéressant de leur recherche concerne le fait que 60% des auteurs n'ont publié qu'une seule fois leurs travaux sur la thématique de l'usure. Ils proposent un classement chronologique de ces lois : empiriques (1950-1970), relatives à la mécanique du contact (1970-1980), basées sur les mécanismes d'endommagement (à partir de 1980). Les lois empiriques se basent sur des résultats expérimentaux qui font intervenir principalement les conditions de frottement. Les résultats obtenus ne sont valables que pour la configuration testée et peuvent ne pas être transposables à d'autres études.

4.1.3.1 Loi d'Archard

Les lois basées sur la mécanique du contact tiennent compte de l'évolution de la surface réelle de contact en faisant intervenir les propriétés mécaniques des corps en contact. La loi la plus répandue, encore aujourd'hui, est celle d'Archard [1953a] :

$$W = k_{adh\,ou\,ab}\, l\, N/H_0 \tag{4.1}$$

où W est le volume usé en mètres cubes, N est l'effort normal appliqué en newtons, l est la longueur de glissement en mètres, $k_{adh\,ou\,ab}$ est une constante mesurée expérimenta-

lement dans le cas d'usure adhésive (i.e. $_{adh}$) ou abrasive (i.e. $_{ab}$), et H_0 est la dureté du matériau à température ambiante en mégapascals. Le paramètre $k_{adh\,ou\,ab}$ englobe plusieurs phénomènes : la génération de particules d'usure, la forme et la taille de celles-ci, l'évolution de la microstructure des matériaux. Lors d'usure adhésive, la valeur du paramètre de recalage k_{adh} varie entre 10^{-7} et 10^{-2} [Archard 1953a, Hirst 1957]. Selon Rabinowicz [1980], le paramètre k_{ab} est compris entre 10^{-4} et 10^{-1}. Son évolution est propre aux conditions de l'essai et aux propriétés des matériaux en contact. La simplicité de ce modèle traduit ses limites [Barrau 2004] : pour un même couple de matériaux testé dans le cas de plusieurs produits $p.V$, un rapport de 100 est observé entre les différentes valeurs du paramètre $k_{adh\,ou\,ab}$. Le coefficient de frottement n'intervient pas dans cette approche pourtant il joue un rôle primordial dans l'activation des endommagements [Johnson 1985].

4.1.3.2 Approche énergétique

L'énergie dissipée par frottement est considérée comme activateur principal des mécanismes d'endommagement. Les processus d'usure sont pilotés par les températures de contact, les transformations de films tribochimiques, le transfert de matière entre surfaces, les ruptures par contraintes mécaniques ou thermiques [Leroux 2013]. Mohrbacher *et al.* [1995] introduisent la notion d'énergie dissipée lors de l'usure en fretting. Huq et Celis [1997] constatent qu'il existe une relation linéaire entre le volume usé et l'énergie dissipée :

$$W = w_{usure}\, ED \tag{4.2}$$

avec $ED = \sum T\, u_{fretting}$ où $u_{fretting}$ est le déplacement linéaire à chaque cycle de fretting. Les coefficients énergétiques d'usure ("w_{usure}") peuvent alors être déterminés pour différents couples tribologiques et ensuite être utilisés pour prédire le volume usé lors de configurations d'essais différentes. Les résultats obtenus avec cette approche pour le calcul de l'usure globale sont satisfaisants [Fouvry 1997, Paulin 2006, Mary 2009]. Cependant, la linéarité observée ne semble plus valable lorsque la charge normale appliquée augmente et que le mode d'usure change [Barrau 2004].

4.1.3.3 Approche thermodynamique

Cette approche se base sur la thermodynamique des processus irréversibles [Dragon-Louiset 1999, Dragon-Louiset *et al.* 1999] qui accroissent l'entropie et diminuent les énergies thermodynamiques. Les auteurs considèrent l'usure comme un phénomène dissipatif qui est activé en fonction de l'évolution d'un critère du mécanisme de détachement des particules. La dissipation d'énergie est exprimée grâce à la continuité des déplacements, des efforts normaux et des températures. Le taux de restitution d'énergie (ou production

d'entropie) est ensuite calculé pour chaque interface de contact. Les travaux de Dragon-Louiset [2000; 2001] définissent un critère d'usure pour un système à trois corps qui est basé sur ce taux de restitution d'énergie. La perte de matière et le changement de géométrie peuvent être évalués dans le cas d'usure douce. Un point intéressant est que le coefficient de frottement ne fait pas partie des paramètres d'entrée du modèle (il peut néanmoins être calculé). Cependant, la difficulté de cette approche réside dans le passage de l'aspect microscopique de l'usure (échelle du troisième corps) au modèle mésoscopique [Leroux 2013]. Les caractéristiques micro-mécaniques du troisième corps sont rarement connues et dépendent de sa nature (particules, lubrifiant, mélange des deux).

4.1.4 Cartes d'usure

Lim et Ashby [1987] ont collecté les données expérimentales de plusieurs études tribologiques concernant un contact acier-acier généré avec un dispositif pion sur disque. Ces données sont utilisées pour construire de manière empirique des diagrammes qui indiquent le régime de prédominance de chacun des mécanismes d'usure sèche. Le fait de comparer des résultats d'études différentes où les corps en contact sont de forme et de taille différentes conduit les auteurs à utiliser un volume usé $\tilde{W}$, une pression normale $\tilde{F}$ et une vitesse de glissement $\tilde{\upsilon}$ adimensionnés.

$$\begin{aligned} \tilde{W} &= \frac{W}{S_{app}} \\ \tilde{F} &= \frac{N}{S_{app}.H_0} \\ \tilde{v} &= \frac{\mathrm{V.r_0}}{a} \end{aligned}$$

où S_{app} est l'aire de contact apparente ($\mathrm{m^2}$), N est la force normale (N), $\mathrm{H_0}$ est la dureté du métal à température ambiante ($\mathrm{N/m^2}$), V est la vitesse de glissement (m/s), $\mathrm{r_0}$ est le rayon du pion (m) et a est la diffusivité thermique ($\mathrm{m^2/s}$). La carte empirique obtenue est présentée en figure 4.4 pour des vitesses de glissement allant de 10^{-4} à plus de 100 m/s. L'usure par soudure englobe l'usure par fusion.

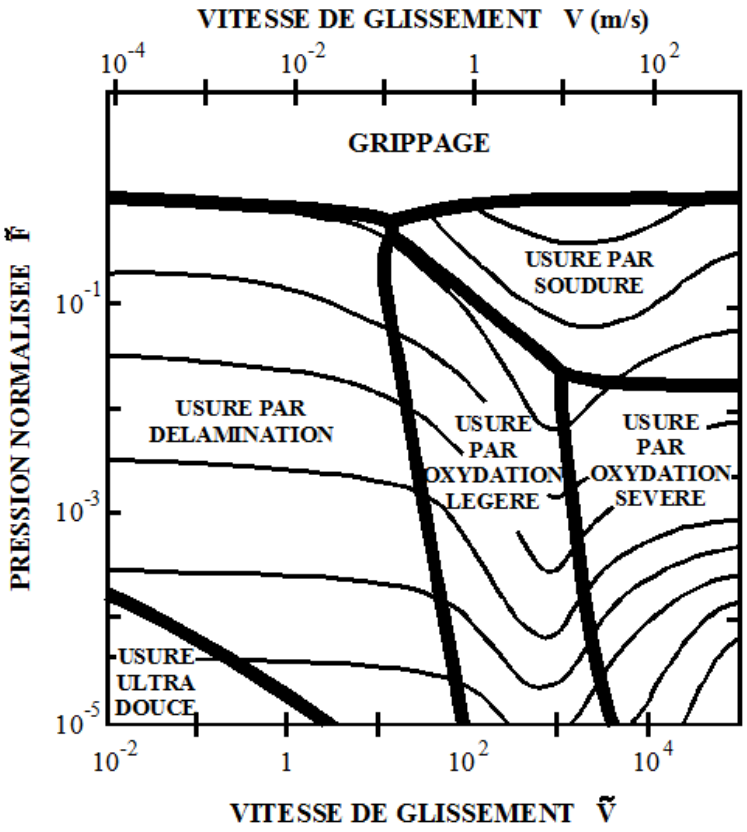


FIGURE 4.4 – Carte d'endommagement d'un contact acier-acier (pion sur disque).

Cette carte, largement répandue dans la littérature, ne peut être utilisée du fait du couple de matériaux différent dans notre étude. De plus, la répartition de la chaleur entre les deux premiers corps peut fortement dépendre de la géométrie de la surface de contact et donc du tribomètre utilisé. Néanmoins, on constate la forte dépendance des mécanismes d'endommagements à la pression normale apparente et à la vitesse de glissement. Dans le cas de matériaux ferreux, jusqu'à 1 m/s les débris d'usure sont des fragments métalliques mais au delà les températures flash sont suffisantes pour conduire à de l'oxydation. Selon les auteurs, si la vitesse ne cessait d'augmenter on assisterait à la création de gouttelettes de métal fondu.

Ce type de carte n'est d'aucune utilité pour quantifier l'usure mais permet de distinguer les modes d'endommagements principaux en fonction des conditions de glissement. Des lois d'usure propres à chaque mode pourraient ensuite être utilisées. La limite principale de cette approche empirique est la quantité d'essais à réaliser : théoriquement il faudrait alimenter autant de cartes qu'il y a de couples de matériaux et qu'il y a de moyens d'essais.

4.1.5 L'usure de l'alliage de titane Ti6Al4V

Straffelini et Molinari [1999] ont étudié un contact entre deux pièces en Ti6Al4V. Un tribomètre de type pion-disque a été utilisé pour atteindre des vitesses de glissement jusqu'à 0.8 m/s. Ils observent deux phénomènes d'usure distincts pour une vitesse de glissement critique de 0.7 m/s : combinaison d'usure par oxydation et délaminage puis usure uniquement par délaminage. L'usure par oxydation est induite par le moyen d'essai : le disque est exposé à l'oxygène et des oxydes se forment à sa surface entre chaque tour, la surface du pion toujours confinée ne contracte elle aucun oxyde. Le "labourage" des oxydes au cours de l'interaction est à l'origine d'une hausse du taux d'usure et du coefficient de frottement au cours des essais.
L'augmentation de la vitesse de glissement induit une hausse de la vitesse de déformation. Ce phénomène favorise la déformation plastique et donc la formation de joints de grains α/β. A un seuil critique de niveau de déformation plastique, l'avancée des dislocations au travers de ces frontières ne peut plus être activée simplement par l'énergie thermique et des fissures se forment parallèlement à la direction de glissement. L'usure par délaminage se manifeste sous la forme de création de débris métalliques très durs qui n'adhèrent pas aux premiers corps. Il se forme alors un troisième corps fragile composé de débris compacts qui se fragmentent continuellement. Aucun rôle protecteur de la part de ce dernier n'est constaté. Les taux d'usure mesurés augmentent avec l'élévation de la température.

Qiu *et al.* [2006; 2007b] ont réalisé des essais de frottement entre du Ti6Al4V et de l'acier GCr15 pour des vitesses élevées ($30 < V < 70$ m/s) mais à des faibles pressions (de l'ordre du mégapascal). Ils constatent la formation de nombreux oxydes (TiO, TiO_2, et V_3O_4) qu'ils expliquent par les hautes températures atteintes durant l'interaction. Selon les auteurs, ces oxydes n'assurent pas de rôle protecteur car ils sont très fragiles et peuvent donc être assimilés à des particules abrasives. Mao *et al.* [2013] étudient le même couple de matériaux à 1 m/s sous des faibles pressions. Le paramètre étudié est l'influence de la température sur la création d'une couche tribologique (directement assimilable à un troisième corps). Bien que le couple étudié soit sujet à un taux d'usure important jusqu'à 200 °C, il offre une résistance intéressante à partir de 400 °C grâce à un film protecteur formé principalement d'oxydes très durs. Li *et al.* [2015] retrouvent ce comportement lors de l'étude d'un couple Ti6Al4V-acier AISI 5120 : un rôle protecteur est assuré par une couche d'oxydes à partir d'une vitesse de glissement de 4 m/s.

Il est important de noter que les tribomètres utilisés lors de ces études sont de type pion-disque et favorisent donc l'usure par oxydation. De plus, les longueurs de glissement considérées (plusieurs kilomètres dans certains cas) ne sont pas représentatives des phé-

nomènes rencontrés dans ces travaux de thèse. Les vitesses de glissement et pressions normales apparentes étudiées dans la littérature restent relativement faibles par rapport à celles énoncées dans la problématique industrielle et scientifique.

4.2 Profils d'usure et volume usé

L'analyse *post mortem* des différents essais a révélé de l'usure uniquement sur le patin et un transfert de matière en direction de l'éprouvette. Les techniques d'analyse présentées dans le chapitre 2 (cf. section 2.3.1) ont été utilisées pour étudier et quantifier cette usure. Les dépôts de matière sur le corps mobile n'ont pas pu être analysés de manière macroscopique (i.e. volume déposé) car les impacts post-interaction dans la cuve de réception ont altéré l'épaisseur et la géométrie du transfert. Par contre, ce dernier sera analysé à l'échelle microscopique dans la seconde partie de ce chapitre (cf. section 4.4).

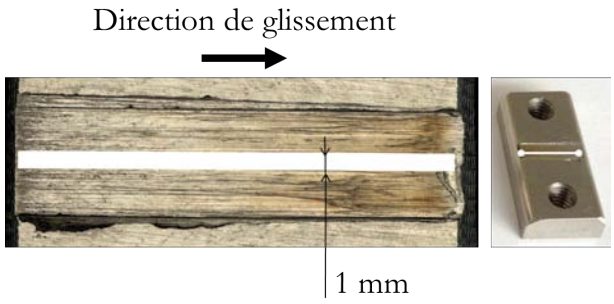
La figure 4.5 présente les profils moyens mesurés selon l'abscisse du patin ("0 mm" étant l'entrée et "10 mm" la sortie du contact). La sous figure 4.5a rappelle la configuration de mesure. Les résultats sont ensuite organisés par vitesse de glissement : 8, 40 et 65 m/s (les mesures des essais réalisés à 50 m/s étant très proches de ceux à 40 et 65 m/s, ils n'ont pas été reportés sur les figures). Un essai représentatif de chaque configuration de glissement a été considéré. Pour chacun d'eux, les deux patins de chaque essai sont analysés. La légende "ref_H ou $B_V_i_p_i_l$" mentionne la référence de l'essai présenté (cf. tableau 3.1), le fait que ce soit le patin situé en haut (H) ou en bas (B) (cf. figure 2.5), la vitesse initiale de glissement (V_i), la pression normale apparente initiale (p_i) et la longueur de glissement (l). Afin de faciliter la lecture des résultats, l'échelle verticale (i.e. profil moyen) varie pour chacune des vitesses. La première remarque concerne la symétrie des profils d'usure quelle que soit la configuration étudiée : les profils H (trait plein) et B (trait pointillé) sont en effet relativement proches.

La figure 4.5b présente les profils d'usure mesurées à $V_i = 8$ m/s pour des pressions p_i de 110 et 280 MPa. Pour une longueur de glissement de 60 mm (longueur de référence de notre étude), les quatre courbes (rouge et noir) marquent la même tendance. L'usure concerne toute la longueur du patin mais est principalement concentrée sur la zone arrière (i.e. 10 mm). Pour l'essai à 110 MPa, la perte de cote moyenne est de 78 µm à l'avant et de 275 µm à l'arrière. Cela explique l'allure des signaux acquis durant les essais (cf. figure 2.12) : la perte de cote importante conduit à une chute de la pression normale appliquée. En effet la raideur de l'anneau dynamométrique utilisé pour appliquer la charge normale étant de 24 000 N/mm, une diminution de l'effort normal de 2800 N (valeur mesurée pour l'essai E156_V8_p119) correspond à une perte de cote minimale de 58 µm sur chacun des patins.

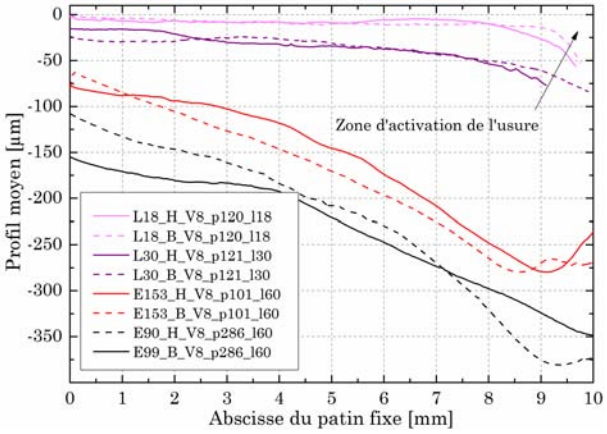
Afin de localiser la zone d'apparition de l'usure et l'évolution du front d'usure au cours de l'interaction : deux essais pour des longueurs de 18 et de 30 mm ont été réalisés. La

perte de matière a débuté pour l'essai $L18_V8_p120$ (en rose sur la figure 4.5b) uniquement à l'arrière du patin, aucune usure n'est constatée à l'avant. La configuration $L30_V8_p121$ (en violet sur la figure 4.5b) permet de constater que le front d'usure se dirige bien de l'arrière vers l'avant du patin.

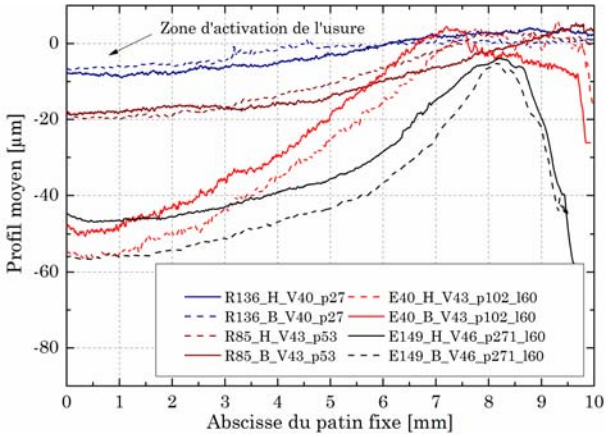
Les figures 4.5c et 4.5d illustrent les profils d'usure des essais à des vitesses V_i supérieures à 40 m/s. L'allure générale des courbes est très différente de celles présentées pour les essais à $V_i = 8$ m/s : l'activation d'usure a lieu uniquement à l'avant du patin. Aucune usure n'est constatée à l'arrière du patin pour les essais réalisés jusqu'à $p_i = 110$ MPa, seuls les essais soumis à des pressions normales apparentes p_i de 280 MPa présentent une perte de matière à l'arrière. Dans ce cas aussi, l'effet de la pression ne perturbe en rien la forme du profil mais accentue par contre la perte de cote moyenne.



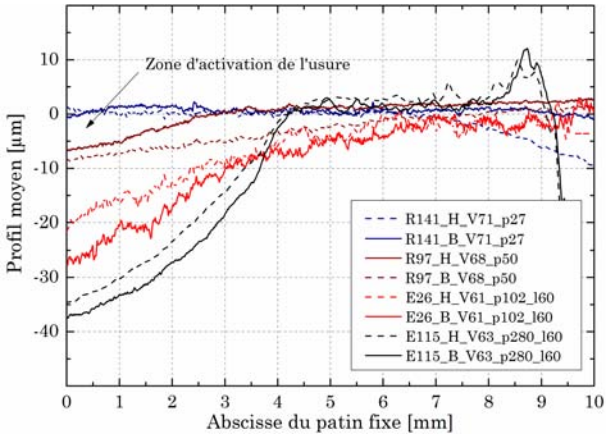
(a) Configuration de mesure des profils *post mortem*.



(b) $V_i = 8$ m/s.



(c) $V_i = 40$ m/s.



(d) $V_i = 65$ m/s.

FIGURE 4.5 – Profils d'usure moyenne sur le patin fixe pour chacune des configurations étudiées.

Le volume usé a été quantifié grâce à une mesure volumétrique 3D de toute la surface de contact (cf. section 2.3.1) pour chacun des essais. Les valeurs ont été reportées dans le tableau 4.1. Le taux d'usure correspond à la perte de volume par unité de longueur (mm^3/m). L'énergie dissipée moyenne $\bar{ED}_p$ dans le patin a été calculée de la manière suivante :

$$\bar{ED}_p = \bar{\alpha}_p \, \bar{\mu} \, N \, l \tag{4.3}$$

où $\bar{\alpha_P}$ est le coefficient de répartition de la chaleur moyen sur l'ensemble de la surface de contact pour toute l'interaction (cf. section 3.3.1.2). De la même manière la puissance surfacique dissipée moyenne $\bar{\varphi_P}$ dans le patin s'exprime par :

$$\bar{\varphi_P} = \bar{\alpha}_p \, \bar{\mu} \, N \, \bar{V} \tag{4.4}$$

où $\bar{V}$ est la vitesse moyenne durant l'essai. Due à la symétrie observée entre les deux patins de chaque essai, l'ensemble des grandeurs (volume usé, taux d'usure, énergie et puissance dissipée) a été calculé pour un seul patin.

Configuration	**Volume usé (par patin)**	**Taux d'usure**	**Énergie dissipée moyenne**	**Puissance surfacique moyenne**
$Ref_V_i_p_i$	[mm^3]	[mm^3/m]	[J]	[W/mm^2]
R136_V40_p27	0.03	0.5	4	292
R137_V42_p23	0.04	0.7	3	251
R121_V52_p26	0.02	0.4	3	400
R133_V53_p27	0.04	0.7	2	418
R134_V66_p26	0.01	0.1	3	515
R141_V71_p27	0.02	0.3	3	537
R85_V43_p53	0.21	3.5	6	537
R102_V41_p54	0.19	3.1	5	407
R113_V53_p54	0.06	1.0	5	847
R130_V55_p53	0.05	0.8	5	820
R97_V68_p50	0.03	0.5	4	992
E153_V8_p101	3.30	55	29	226
E156_V8_p119	2.95	49.2	28	267
L30_V8_p121	0.73	24.3	15	271
L18_V8_p120	0.18	10	9	269
E40_V43_p102	0.53	8.8	9	769
E41_V40_p100	0.54	9	9	678
L30_V43_p119	0.21	6.9	5	1 002
E43_V52_p103	0.3	5	8	1 349
E26_V61_p102	0.15	2.5	9	1 668
E21_V64_p102	0.17	2.8	9	1 831
R138_V48_p174	0.52	8.7	10	2 097
R128_V47_p180	0.55	9.2	10	1 945
R139_V70_p177	0.18	2.9	8	3 554
R87_V70_p189	0.17	2.8	9	3 792
E142_V8_p297	4.50	75.0	37	666
E90_V8_p286	3.9	81.7	32	640
E99_V8_p285	4.1	75.0	31	639
E105_V45_p273	0.78	13	12	2 891
E118_V44_p269	0.7	11.7	12	2 722
E149_V46_p271	0.82	13.7	13	2 795
EL1_V47_p268	1.60	17.8	14	2 500
EL2_V47_p267	1.83	20.3	14	2 376
E115_V63_p280	0.18	2.9	13	4 709
E107_V68_p257	0.16	2.7	13	4 541
R127_V56_p260	0.43	6.7	13	3 685

Tableau 4.1 – Volume usé, taux d'usure et énergie dissipée moyenne pour le patin.

4.2.1 Évolution du taux d'usure durant un essai de glissement

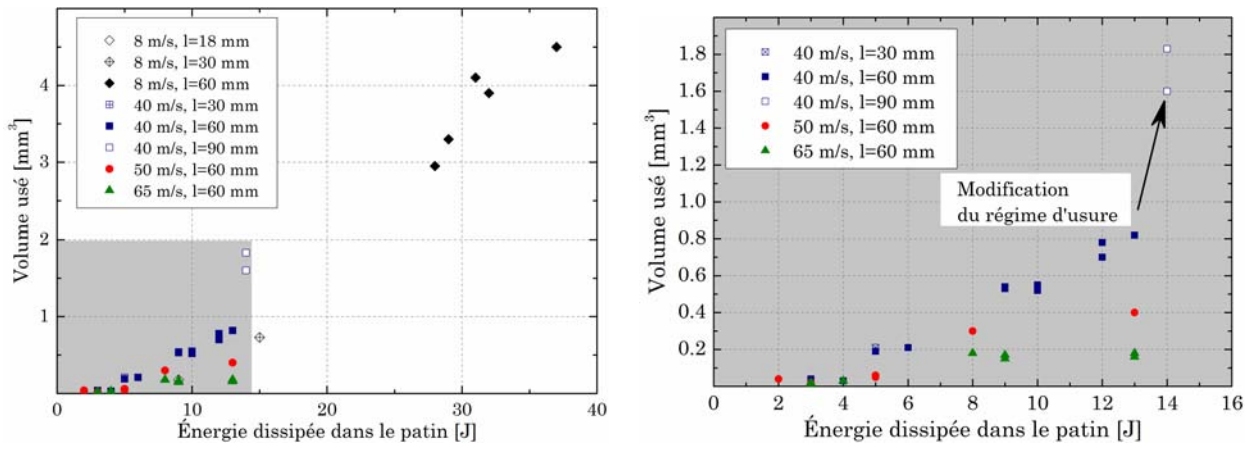
En analysant les taux d'usure reportés dans le tableau 4.1, deux comportements sont observés en fonction de la vitesse de glissement :

— Essais à 8 m/s : pour une même configuration d'essais ($p_i \approx 110$ MPa), le taux d'usure évolue avec la longueur de contact (et donc l'énergie) au cours de l'essai. Ce dernier n'est donc pas constant durant le glissement.

— Essais où $V_i > 40$ m/s : des essais réalisés à $l = 30$ et 60 mm pour une même configuration ($V_i \approx 40$ m/s et $p_i \approx 110$ MPa) ont permis de constater que le taux d'usure évolue peu (de 6.9 à 8.9 mm^3 pour des longueurs de glissement respectives de 30 et 60 mm) pour $l < 60$ mm. Par contre, deux essais menés à des longueurs supérieures à 60 mm (i.e. 90 mm : EL1_V47_p268 et EL2_V47_p267) ont révélé que le taux d'usure évolue fortement lorsque la longueur de glissement est supérieure à 60 mm ($l > 60$ mm).

4.2.2 Relation entre énergie dissipée et volume usé

La figure 4.6 illustre l'évolution du volume usé en fonction de l'énergie dissipée. Le manque de données ne permet pas de se prononcer sur l'existence d'une relation linéaire entre ces deux grandeurs comme l'ont observé Huq et Celis [1997]. On retrouve un changement brusque de pente sur la figure 4.6b entre les essais à $l = 60$ et $l = 90$ mm. L'apport d'énergie (de 11 à 16 J) entre ces deux essais a vraisemblablement conduit à l'évolution du régime prédominant d'usure (évoluant d'un mode où le taux d'usure est quasi constant à un taux d'usure qui dépend de l'énergie dissipée).



(a) Ensemble des essais.

(b) Essais pour $V_i > 40$ m/s.

FIGURE 4.6 – Évolution du volume usé en fonction de l'énergie dissipée dans le patin.

Les profils *post mortem* et le calcul du taux d'usure pour chaque essai ont permis de dissocier deux comportements distincts :

— (mode 1) Essais à $V_i = 8$ m/s : l'usure est activée à l'arrière du contact et le taux d'usure évolue avec l'énergie dissipée,

— (mode 2) Essais où $V_i > 40$ m/s et $l < 60$ mm : la perte de matière a lieu à l'avant du patin et le taux d'usure évolue peu durant l'interaction.

4.3 Distinction des modes d'endommagement

4.3.1 Usure par fusion (mode 1)

Le premier mode à l'arrière est typique de l'usure par fusion. L'étude thermique réalisée dans le chapitre 3 (cf. section 3.2) prédestinait certaines configurations à y être confrontées. En effet, les essais à 8 m/s, de par leurs coefficients de frottement élevés, sont ceux qui génèrent le plus d'énergie à l'interface de contact. En se basant sur les données reportées dans le tableau 4.1, l'énergie dissipée maximale dans le patin est de 37 J. Les températures maximales sont atteintes à l'arrière du patin (cf. figure 3.11), exactement là où l'usure est initialement activée (cf. profil L18_V8_p120). Cela signifie que l'énergie accumulée en extrême surface est suffisante pour induire un changement d'état.

Le volume maximal usé étant de 4.9 mm^3 (essai E90_V8_p286), l'énergie nécessaire pour fondre ce volume de matière est théoriquement de 7.8 J (cf. enthalpie de fusion reportée dans le tableau 1.5). Cela signifie que pour cette configuration, 24% (i.e. 7.8J de 32J) de l'énergie est dédiée uniquement au changement d'état du volume usé. Le reste (i.e. 76 %) [Abdel-Aal 2003] est majoritairement dissipé sous forme de chaleur, par déformation plastique, au travers de l'évolution de la microstructure et potentiellement par d'autres modes d'usure. Ces valeurs restent purement théoriques et demandent à être confirmées par une modélisation plus approfondie prenant en compte la dissipation d'énergie liée à l'usure. En effet les coefficients de répartition ayant été utilisés pour le calcul de l'énergie dissipée ne prennent pas en compte l'endommagement (cf section 3.2.1.1).

Le front d'usure est initié à l'arrière du patin et évolue de l'arrière vers l'avant soit à l'inverse de la direction de glissement (voir figure 4.5b). La particularité de ce mode d'usure réside dans le fait qu'il est activé en sortie du contact, la matière fondue n'est donc pas réintroduite dans le contact. Cette perte de matière induit une évolution de la géométrie de la surface de contact et une concentration des contraintes dans la zone d'entrée. La forme des profils *post mortem* s'explique par des sollicitations mécaniques intenses à l'avant du patin, et donc une génération de chaleur extrême, qui déclenchent aussi progressivement de l'usure par fusion en entrée du contact. Bien que les puissances dissipées peuvent être considérables, la majeure partie est dissipée en direction de l'éprouvette (plus de 90% selon la modélisation réalisée sans endommagement : voir figure 3.13a) qui est à température ambiante dans cette zone. L'accumulation d'énergie nécessaire au changement d'état est donc uniquement possible si la capacité de l'éprouvette à évacuer la chaleur est aussi saturée. L'analyse de l'évolution de la microstructure dans la suite de

ce chapitre permettra de vérifier ce point (voir section 4.4).

Les différentes étapes de ce mode d'endommagement sont cycliques et sont définies par :

— accumulation de chaleur à l'arrière du contact jusqu'à atteindre la fusion du matériau,

— réduction de la surface de contact,

— concentration des contraintes à l'avant qui conduisent à une dissipation importante de chaleur,

— activation d'usure dans la zone d'entrée du contact,

— augmentation de la surface de contact.

L'analyse du front d'usure indique que la majeure partie des particules fondues sont directement éjectées du contact. Selon la figure 4.5b, elles apparaissent principalement sur les trois derniers millimètres de la longueur de contact. Elles ne semblent donc pas jouer le rôle d'un film hydrodynamique. Cela explique les niveaux d'efforts tangentiels importants rencontrés lors des essais à $V_i = 8$ m/s. La résistance au frottement est pilotée majoritairement par le comportement de la zone avant du patin.

L'influence de la pression de contact sur le taux d'usure s'explique par des niveaux d'énergie dissipée plus important. En effet, l'augmentation de la pression de contact conduit à une résistance au frottement plus importante (voir figure 3.2b). L'influence de la longueur de glissement s'explique par l'évolution de la surface de contact :

— $l = 18$ mm (L18_V8_p120), l'usure par fusion est seulement activée à l'arrière du contact. Le taux d'usure est extrêmement faible.

— $l = 30$ mm (L30_V8_p121), le front d'usure par fusion évolue progressivement vers l'avant. La surface de contact peut potentiellement décroitre et le taux d'usure augmente.

— $l = 60$ mm (E153_V8_p101), l'ensemble de la surface de contact est concerné par l'usure. La zone arrière est celle qui présente le plus de perte de matière. Les taux d'usure atteints sont particulièrement élevés. Pour un essai à une pression de 110 MPa, il dépasse 50 mm^3/m.

Le coefficient de frottement moyen $\bar{\mu}$ étant calculé sur une longueur de glissement inférieure à 18 mm (cf. section 2.1.2.2), il est difficile de lier l'évolution de l'effort de frottement avec les différents stades du phénomène d'usure. Pourtant, malgré la chute de pression durant les essais (qui devrait en principe abaisser la résistance au frottement),

la très faible diminution de l'effort tangentiel (cf. figure 2.12) moyen sur toute la durée de l'interaction confirme que ce type d'endommagement n'abaisse en rien la valeur du coefficient de frottement.

4.3.2 Usure adhésive à haute température (mode 2)

Le second mode correspond à de l'usure adhésive à haute température. Il est activé par une accumulation de déformation plastique en extrême surface du patin qui conduit au détachement de particules d'usure. Ce phénomène a été abordé dans le chapitre 3 lors de l'étude par éléments finis de l'interaction de glissement (cf. section 3.3.2). Les sollicitations thermomécaniques intenses à l'interface conduisent à un endommagement de l'ensemble de la surface de contact du patin dès quelques millimètres de glissement (dès 110 µs pour un essai à $V_i = 45$ m/s et $p_i = 110$ MPa). Les différentes étapes de ce mode d'usure sont illustrées en figure 4.7.

Sa particularité repose dans un premier temps sur la génération d'un troisième corps sur l'ensemble de la longueur de contact. Les hautes températures atteintes (cf. figure 3.11) et les profils *post mortem* (i.e. pas d'usure dans la zone arrière du patin) laissent supposer que ce dernier protège les premiers corps. En abaissant la résistance au frottement, il est probablement à l'origine de l'interruption du phénomène de détachement de particules. La seule partie du patin restant dans une configuration de glissement sans troisième corps est la zone avant (i.e. zone d'entrée). C'est donc au niveau de cette dernière que l'usure restera activée tout au long de l'interaction. Le front d'usure est quant à lui défini par la perte de matière qui modifie la géométrie de la surface de contact et induit progressivement une propagation de l'usure allant de l'avant vers l'arrière du patin.

L'estimation de l'évolution de la surface apparente de contact reste très délicate. Sur la figure 4.5c, on constate que la perte de matière en entrée peut atteindre plus de 50 µm (cf. E40_V43_p102) sans qu'aucune usure ne soit reportée en sortie. Cela s'explique par le rôle de portance exercé par le troisième corps au cours de l'essai.

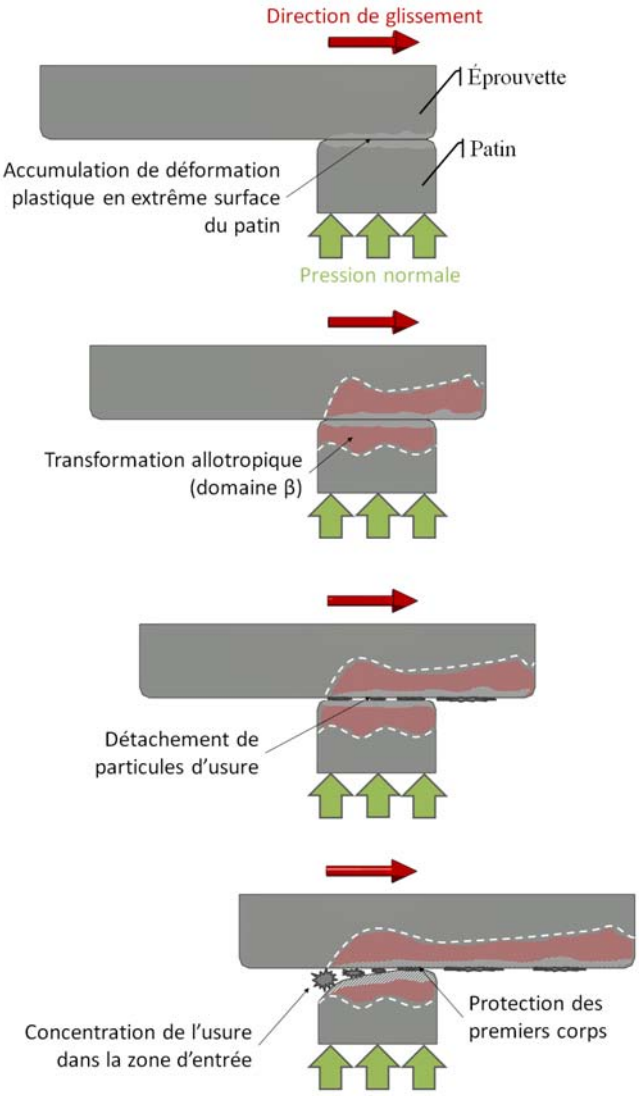


FIGURE 4.7 – Étapes du mécanisme d'usure adhésive à haute température.

Afin de valider les différentes étapes présentées précédemment, un essai ayant abouti à l'arrêt de l'éprouvette (par consommation de l'énergie de frottement) au cours de l'interaction a été analysé. La configuration réalisée correspond à une vitesse initiale V_i de 22 m/s et une pression normale apparente p_i de 102 MPa. Le coefficient de frottement moyen a été estimé à 0.35, cette valeur n'a pas été prise en compte dans l'analyse de l'évolution du coefficient de frottement (cf. figure 3.1) car la zone 2 (utilisée pour le calcul du coefficient de frottement moyen $\bar{\mu}$) est relativement faible (i.e. moins de 500 µs). De plus plusieurs impacts ont eu lieu avant l'arrêt de l'éprouvette (i.e. 3). Cela s'explique par l'énergie cinétique du projectile et la différence de masse entre ce dernier (i.e. 0.5 kg) et l'éprouvette (0.1 kg) : des phases d'accélération (dues à l'impact) et de ralentissement

(dues au travail mécanique) se sont alternées.

Néanmoins cet essai a conduit à un "collage" des deux pièces en contact. L'interface de contact a pu être analysée sans dissocier les pièces. La figure 4.8 illustre la zone de contact à l'échelle macroscopique (observation optique) et microscopique (vues détaillées au microscope électronique à balayage). L'allure du profil d'usure du patin (estimable grâce à l'observation optique) montre une usure aux deux extrémités du patin avec une perte de cote plus importante à l'avant. Cette configuration a donc mené à une combinaison des deux modes d'usure présentés dans ce chapitre. Néanmoins, l'usure par fusion conduisant à une éjection directe des particules fondues, la zone de contact étudiée (i.e. carré en pointillés bleus) est représentative de l'interface de contact induite par l'usure adhésive.

Les observations métallurgiques permettent de caractériser plus précisément la nature du troisième corps. Ce dernier est composé de matière compactée, de vide et de débris. Une analyse chimique des débris (par EDX) a permis de confirmer que leur nature était bien du Ti6Al4V (et non des éléments extérieurs introduits lors de la préparation des échantillons). L'analyse de cette interface met en évidence la présence d'un écoulement de matière (i.e. matière compacte) dans la direction de glissement. Sa présence est assimilable à celle d'un film hydrodynamique.
Ce mode d'usure, bien que dévastateur quant à l'intégrité de la pièce, est responsable de la chute de la résistance au frottement et explique l'influence de la vitesse de glissement sur l'évolution du coefficient de frottement.

L'augmentation de la vitesse conduit à une hausse de température et à des vitesses de déformations intenses à l'interface. Ces deux phénomènes sont responsables de la génération du troisième corps et de son comportement :

— la vitesse de déformation pilote l'activation du phénomène de détachement de particules d'usure,

— la température est à l'origine d'un adoucissement important du troisième corps et empêche, ou retarde, l'activation d'usure abrasive due à la présence des débris, ou l'usure de type délaminage avec l'éjection de débris de type "plaque" non adhérants.

L'ensemble des configurations étudiées a montré que la vitesse minimale de glissement V_i conduisant à l'activation d'usure adhésive à haute température est de 40 m/s. Bien que son déclenchement semble apparaitre pour des vitesses plus faibles (i.e. dès $V_i = 20$ m/s pour l'essai interrompu), il faudrait réaliser davantage d'essais pour identifier la valeur critique. Cette vitesse se situant entre 8 et 40 m/s (potentiellement 8 et 20 m/s),

il serait alors nécessaire, en perspective, d'adapter le tribomètre sur un autre dispositif (telle qu'une machine de traction dynamique).

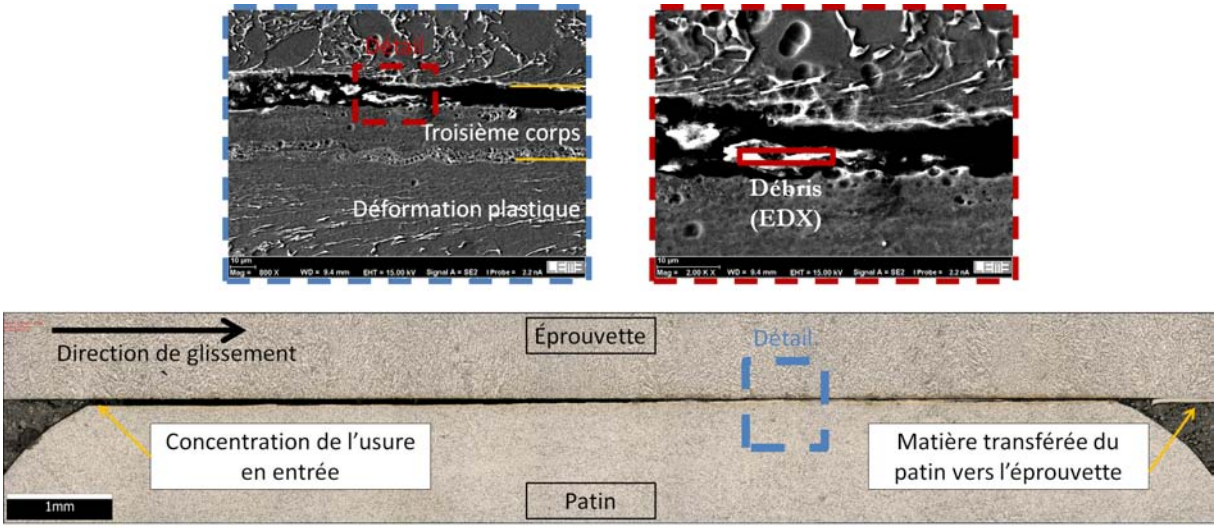


FIGURE 4.8 – Essai interrompu sur le banc balistique à $V_i = 20$ m/s.

La même configuration de frottement réalisée pour deux longueurs de glissement différentes (i.e. 30 et 60 mm : essais E41_V40_p100 et L30_V43_p119) révèle un aspect particulier de l'usure adhésive à haute température : le taux d'usure reste relativement constant au cours d'un même essai (il n'évolue pas avec la longueur de glissement). La figure 4.9 présente l'évolution du taux d'usure en fonction de la vitesse initiale de glissement V_i et de la pression normale apparente initiale p_i. Cette carte permet d'illustrer l'influence des deux paramètres d'entrée majeurs pour des interactions à grande vitesse : l'augmentation de la vitesse de glissement tend à abaisser le taux d'usure et l'augmentation de la pression à le rehausser.

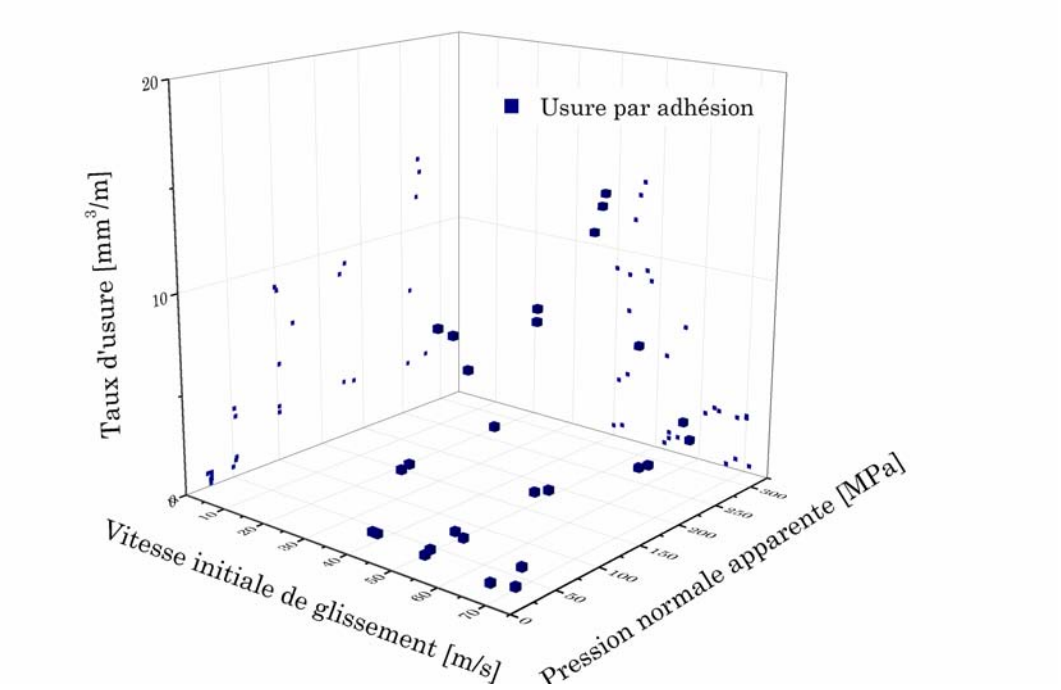
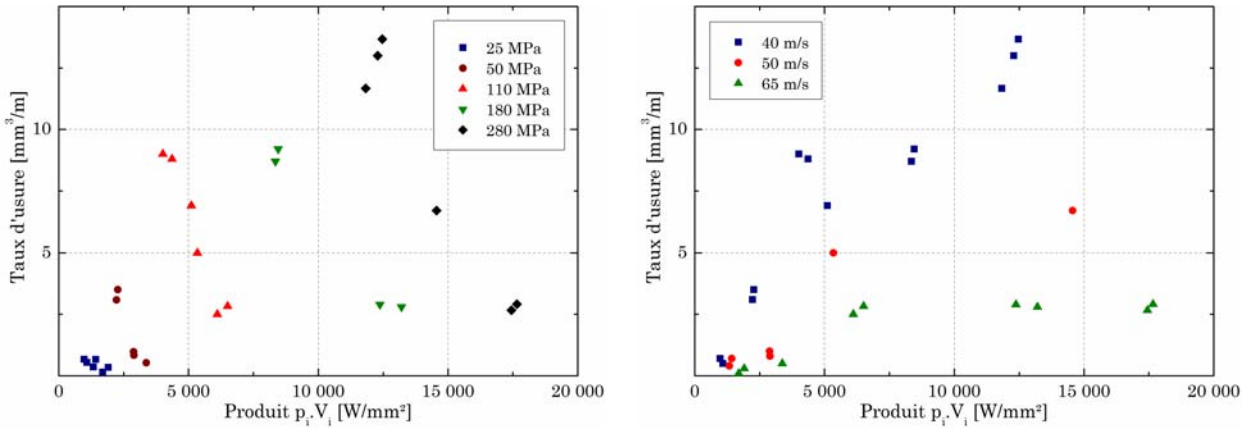


FIGURE 4.9 – Carte d'endommagement de l'usure adhésive à haute température pour le couple Ti6Al4V-Ti6Al4V sur le tribomètre du LaBPS.

Afin d'étudier l'interdépendance de chacun de ces deux paramètres, la figure 4.10 présente l'évolution du taux d'usure en fonction du produit $p_i \cdot V_i$. La première sous-figure (i.e. figure 4.10a) illustre l'influence de la vitesse de glissement pour chacune des pressions étudiées. L'augmentation de la vitesse de glissement (et donc du produit $p_i \cdot V_i$ à pression constante) conduit à une baisse systématique du taux d'usure. Pour $p_i = 50$ et 110 MPa, son influence est stable. L'étude thermique menée dans le chapitre 3 (cf. section 3.2)a montré que l'augmentation de la vitesse de glissement de 40 à 65 m/s pour une pression de $p = 110$ MPa n'élève pas de manière notoire la température à l'interface. L'influence de la vitesse de glissement sur l'évolution du taux d'usure ne s'explique donc pas directement par l'évolution de la température.

Cela pourrait s'expliquer par la taille des particules éjectées qui diminuerait avec l'augmentation de la vitesse de glissement. La hausse de la vitesse de déformation conduit à une accumulation de déformation plastique plus rapide en extrême surface et accélère donc l'éjection des particules : plus la vitesse de glissement serait élevée plus la taille des particules introduites dans le contact serait faible. Cette explication demande cependant à être confirmée grâce à une modélisation numérique prenant en compte le détachement de particules ou un enregistrement vidéo permettant d'analyser l'éjection des débris.

La sous-figure 4.10b présente l'influence de la pression normale apparente sur l'évolution du taux d'usure pour des vitesses de 40, 50 et 65 m/s. Bien que la dispersion des valeurs utilisées pour le calcul du taux d'usure demande à être réduite, l'influence de la pression normale apparente sur le taux d'usure diminue avec l'augmentation de la vitesse de glissement. Cela s'explique par l'influence de la température : à $V_i = 65$ m/s l'augmentation de pression de 110 à 280 MPa est à l'origine d'une hausse de la température moyenne de 144°C (de 1 153 à 1 297°C). Cette dernière augmente la ductilité du matériau et abaisse donc le taux d'usure (i.e. l'accumulation de déformation plastique en extrême surface).



(a) Influence de la pression normale apparente.

(b) Influence de la vitesse de glissement.

FIGURE 4.10 – Évolution du taux d'usure en fonction du produit $p_i \cdot V_i$.

L'influence de la vitesse de glissement sur l'évolution du coefficient de frottement, à savoir une baisse avec l'augmentation de la vitesse, s'explique donc par l'insertion d'un troisième corps ayant des propriétés assimilables à celles d'un film hydrodynamique dès $V_i = 40$ m/s. Pour des vitesses inférieures à celles-ci, la résistance au frottement dépend principalement de l'évolution de la surface réelle de contact et de la compétition entre l'adoucissement thermique et l'écrouissage des aspérités formant la surface réelle de contact. Au delà, à pression normale égale c'est la nature et la taille du troisième corps qui pilotent la valeur de l'effort de frottement.

4.3.3 Discussion

Deux modes d'endommagements distincts ont été distingués lors de l'analyse *post mortem* des configurations étudiées. Les essais à $V_i = 8$ m/s ont la particularité de n'être concernés que par l'usure par fusion. Les vitesses de déformation induites à l'interface de contact lors de ces derniers ne sont pas suffisantes pour déclencher le détachement de particules d'usure. Les essais à hautes vitesses ($V_i > 40$ m/s) sont eux majoritairement

soumis à de l'usure adhésive à haute température. Mais certaines configurations de glissement faisant intervenir des hautes vitesses de déformation et des niveaux d'énergie dissipée importants peuvent être concernées par une combinaison de ces deux modes. Les essais réalisés pour une longueur de glissement l de 90 mm ont permis d'étudier ce phénomène.

Combinaison des deux modes

La figure 4.11 présente des profils *post mortem* pour une vitesse de glissement initiale de 46.5 m/s, une pression de 269 ± 2 MPa et des longueurs de glissement de 60 et 90 mm. L'essai pour $l = 60$ mm (i.e. E149_V46_p271_l60) est sujet à de l'usure adhésive en entrée du contact et à de l'usure par fusion en sortie mais ces deux modes ne semblent pas encore avoir été combinés. En effet, il n'y a que très peu de perte de matière pour une abscisse de 8 mm. La particularité de l'usure par fusion est l'évolution du front d'usure de l'arrière vers l'avant qui se caractérise par un volume usé important. Dans le cas de cet essai, ce mode semble n'être activé que localement en sortie du contact.
Le second essai a été réalisé pour des configurations de glissement similaires mais la longueur de glissement a été portée à $l = 90$ mm (EL2_V47_p267). Le but est de faire intervenir des niveaux d'énergie dissipée plus importants à l'interface de contact et ainsi favoriser l'usure par fusion. Le profil gris présente une perte de côte moyenne importante par rapport à l'essai précédent (au minimum 50 µm). On observe une compétition entre les modes d'endommagement activés. Le coefficient de frottement mesuré lors de ces deux essais est similaire, cela est dû à la persistance de l'éjection de particules d'usure en entrée du contact (i.e. à l'usure adhésive à haute température). Par contre, le taux d'usure calculé est bien supérieur dans le cas du second essai ($l = 90$ mm). Bien que la forme du profil suggère une prédominance de l'usure adhésive, la perte de matière importante observée avec l'apparition de l'usure par fusion en sortie laisse supposer l'arrivée d'un état dégénératif (i.e. caractérisé par un taux d'usure important et une modification importante de la géométrie de la surface de contact).

Pour des essais faisant intervenir des longueurs de glissement plus importantes ($l > 90$ mm), l'évolution de la surface de contact déterminerait quel mode piloterait l'interface de contact. Une compétition entre l'usure adhésive et l'usure par fusion aurait probablement lieu. En fonction du taux d'usure respectif de chacun, l'insertion d'un troisième corps aurait plus ou moins d'effet sur la résistance au frottement. L'apparition d'un état combiné conduit à une augmentation importante du taux d'usure (plus de 50%) et donc à un endommagement important des pièces en contact (modification de la géométrie, de la masse pouvant avoir des conséquences sur les fonctions de ces pièces). Ces remarques reposent sur l'analyse d'un essai mettant en exergue l'apparition d'un état transitoire

gouverné par une combinaison de modes d'usure. Il n'est pas possible de statuer sur la nature du mode d'endommagement qui apparaitrait pour des énergies dissipées plus importantes. En perspective, il faudrait réaliser des essais pour étudier ces phénomènes de transition.

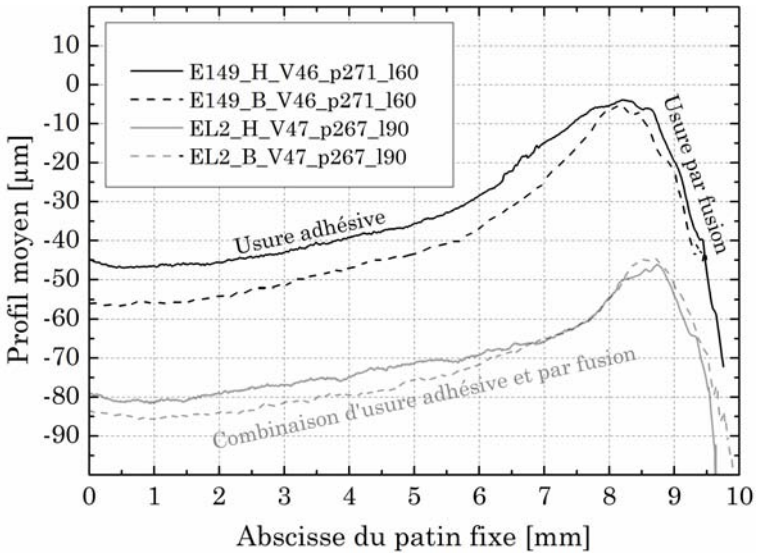


FIGURE 4.11 – Combinaison d'usure adhésive à haute température et d'usure par fusion

Endommagement et coefficient de frottement

Pour l'ensemble des essais réalisés pour une même longueur de glissement (i.e. 60 mm), les modes d'endommagement rencontrés sont en majorité uniques et clairement définis pour chacune des configurations. La figure 4.12 présente l'évolution du coefficient de frottement en fonction du produit $p_i \cdot V_i$ en dissociant les essais par mode d'usure. L'utilisation du produit $p \cdot V$, très fréquente en tribologie, ne correspond à aucune grandeur physique mais permet néanmoins de faire intervenir les deux paramètres d'entrée principaux lors d'essais de frottement à grande vitesse. En se basant sur l'état de l'art du premier chapitre, l'augmentation de la vitesse et de la pression conduit à une baisse du coefficient de frottement. Cela explique, en partie, l'utilisation de ce terme lors d'études empiriques.

Les résultats obtenus montrent que l'utilisation de ce terme n'est pas valable dans le cadre de notre étude (i.e. vitesse de glissement initiale comprise entre $8 < V_i < 71$ m/s). En effet, pour un même produit $p_i \cdot V_i$, les coefficients de frottement calculés peuvent doubler. Cela s'explique par le rôle de chacun des paramètres quant à l'évolution du régime d'usure prédominant :

— la vitesse de glissement est responsable de l'activation de l'usure adhésive, sa hausse conduit à une activation plus rapide du phénomène de détachement de particules d'usure et donc potentiellement à la création d'un troisième corps,

— la pression normale pilote l'évolution de la surface réelle de contact et le taux d'usure.

Un même produit $p{\cdot}V$ peut donc faire intervenir un troisième corps ou non. En laissant supposer une asymptote pour des grands produits $p_i{\cdot}V$, on retrouve la très faible influence de la vitesse de glissement pour des hautes pressions. Il serait néanmoins nécessaire de réaliser des essais pour des produits $p_i \cdot V_i$ plus grands en faisant intervenir des pressions supérieures à celles étudiées (i.e. 280 MPa) pour valider la tendance proposée.

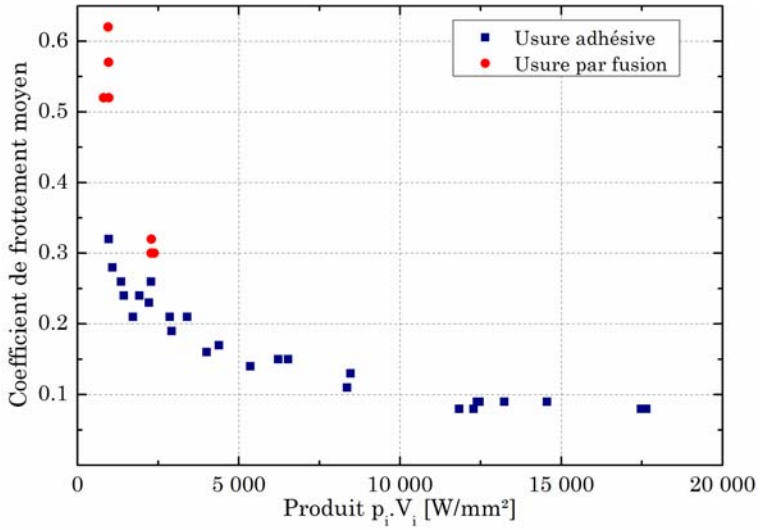


FIGURE 4.12 – Évolution du coefficient de frottement moyen en fonction du produit $p_i \cdot V_i$.

Carte d'endommagement

En considérant l'ensemble des données du tableau 4.1, la figure 4.13 présente la carte d'endommagement propre au couple Ti6Al4V-Ti6Al4V. Cette dernière est valable pour les conditions d'essais particulières étudiées dans ces travaux : mise en vitesse quasi instantanée, contact plan-plan et surface de contact du corps mobile toujours vierge. Ce dernier point différencie grandement les résultats obtenus des études faisant intervenir un tribomètre de type pion-disque. Comme abordé lors de l'état de l'art (cf. section 4.1), ce moyen de mesure (i.e. pion-disque), bien que représentatif de beaucoup de problématiques industrielles (freinage, soudage inertiel), favorise l'apparition d'usure par oxydation et donc la création de tribofilms. De ce fait, uniquement les valeurs obtenues dans cette étude sont utilisées pour la construction de la carte. De par l'adaptabilité du tribomètre utilisé (voir section 2.1.1.4), il "suffirait" de réaliser d'autres essais en conservant le même

moyen de mesure pour d'autres configurations de frottement et ainsi compléter la carte.

La carte d'endommagement proposée fait intervenir trois grandeurs : la vitesse de glissement, l'énergie dissipée moyenne dans le patin et le taux d'usure. Le choix de cette visualisation repose sur l'activation de chacun des modes d'endommagement rencontrés : soit par la vitesse, soit par le niveau d'énergie dissipée. Pour une même vitesse, on retrouve l'augmentation du taux d'usure avec l'effort de frottement (au travers de l'énergie dissipée) et donc avec l'élévation de la pression normale apparente.

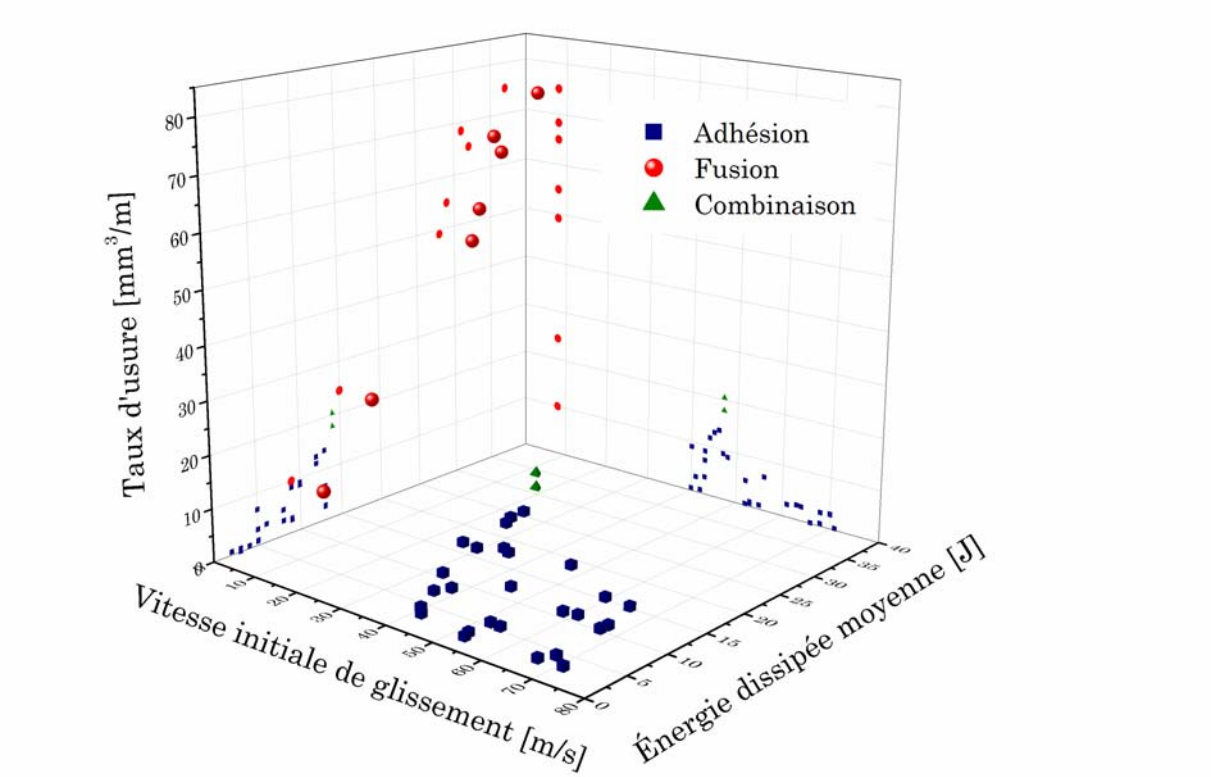


FIGURE 4.13 – Carte d'endommagement du couple Ti6Al4V-Ti6Al4V pour un contact plan-plan (tribomètre du LaBPS).

4.4 Analyse de la microstructure

Les microstructures *post mortem* des échantillons frottés ont été analysées en suivant les procédures décrites dans le chapitre 2 (cf. section 2.3.2).

4.4.1 Évolution dans l'épaisseur du matériau

Les résultats présentés dans cette partie sont issus d'un essai à $V_i = 40$ m/s pour une pression p_i de 110 MPa.

4.4.1.1 Décomposition en sous-couches

Une décomposition en sous-couche [Puerta Velasquez *et al.* 2009, Faure *et al.* 2012] a été adoptée pour décrire l'évolution de la microstructure dans l'épaisseur du matériau. La figure 4.14a présente les différentes sous-couches identifiées. Les épaisseurs reportées sont relatives à l'analyse de l'éprouvette d'un essai à $V_i = 40$ m/s et $p_i = 110$ MPa. Ces dernières ont été définies de la manière suivante :

— Zone 1 : microstructure équiaxe en α et phase β résiduelle (en blanc). Cette microstructure est très proche de celle du métal de base.

— Zone 2 (épaisseur : 17 µm) : microstructure lamellaire propre à la martensite α', persistance de la phase β résiduelle. La martensite α' provient d'une transformation rapide (i.e. trempe) à partir du domaine β, sa présence indique que la température a été supérieure à celle du transus β (i.e. 980 °C) durant l'interaction. L'épaisseur des lamelles de martensite est comprise entre 100 et 300 nm.

— Zone 3 (épaisseur : 6 µm) : phase β fortement allongée dans la direction de glissement et lamelles de martensite très fines (environ 75 nm d'épaisseur).

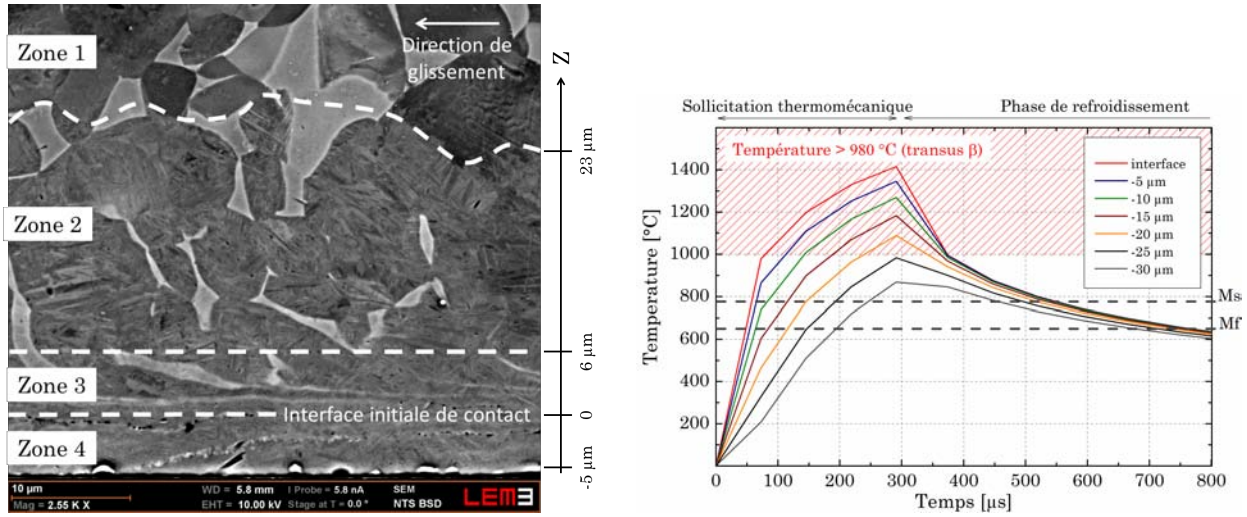
Les zones 2 et 3 correspondent au volume de matière de l'éprouvette qui a dépassé la température de 980°C durant le glissement. En se basant sur les observations métallurgiques, l'épaisseur ayant été affectée thermiquement (à plus de 980°C) est de 23 µm (configuration de type V40_p110_l60).

Cette valeur peut être comparée aux résultats obtenus avec la modélisation numérique du chapitre 3. La sous-figure 4.14b présente les températures calculées au centre de l'éprouvette mobile avec le modèle basé sur le déplacement d'une source de chaleur. La simulation numérique ne prenant pas en compte le transfert de matière, l'interface (i.e. 0 µm) correspond à la frontière entre les zones 3 et 4 sur la sous-figure 4.14a. Les différentes courbes reportées sur le graphique sont les températures nodales (avec un pas de 5 µm) dans l'épaisseur de l'éprouvette. Les hachures rouges délimitent le domaine β et les lignes

en pointillés correspondent aux températures de début Ms (i.e. 780°C) et de fin Mf (i.e. 650°C) de transformation martensitique (cf. figure 1.9). La durée de contact (i.e. 290 µs) est définie par le temps nécessaire au noeud central de l'éprouvette pour parcourir les 10 mm du patin (i.e. L_p sur la figure 2.18). On note que l'épaisseur affectée thermiquement est de 25 µm. Ces résultats sont en accord avec les observations *post mortem* de la microstructure (i.e. 23 µm) et valident donc la modélisation thermique proposée dans le chapitre 3.

— Zone 4 (épaisseur : 5 µm) : couche de matière transférée du patin vers l'éprouvette. C'est une conséquence directe de l'usure adhésive à haute température (cf. 4.7). On retrouve dans cette zone des lamelles de martensite, des débris et des porosités.

Cette décomposition s'applique pour les deux pièces en contact. La seule différence concerne la présence d'une couche de matière transférée (i.e. zone 4) uniquement sur l'éprouvette. Les épaisseurs de chaque zone dépendent de la pièce considérée et de la configuration étudiée.



(a) Décomposition en sous-couches de la microstructure de l'éprouvette (Image en électrons rétrodiffusés).

(b) Températures atteintes dans l'éprouvette (issues du modèle EF).

FIGURE 4.14 – Liens entre les sollicitations thermomécaniques et l'évolution de la microstructure pour un essai de type V40_p110_l60.

A partir de la sous-figure 4.14b et de la mesure des efforts macroscopiques au cours de l'interaction (efforts normal et tangentiel moyens), il est possible d'estimer les sollicitations thermiques et mécaniques auxquelles est soumis le matériau. Le traitement thermomécanique appliqué à la surface (i.e. $z = 0$ mm) de l'éprouvette (essai à $V_i = 40$ m/s et $p_i = 110$ MPa) se résume à :

— déformation due à une sollicitation de compression-cisaillement et chauffage à un taux de 14K/µs dans le domaine α pendant 70 µs,

— déformation et chauffage dans le domaine β durant 220 µs

— trempe à l'air caractérisée par un refroidissement de 80 µs dans le domaine β et 50 ms dans le domaine α. Durant ce refroidissement, l'extreme surface reste 200 µs dans le domaine de transformation martensitique théorique (i.e. température comprise entre Ms et Mf).

Les observations *post mortem* sont en accord avec les sollicitations thermiques calculées (i.e. épaisseur des couches affectées thermiquement), néanmoins les modélisations proposées dans le chapitre 3 (cf. sections 3.2 et 3.3.2) ne prennent pas en compte le comportement du troisième corps et ne considèrent pas l'évolution des phases α et β au cours du glissement. Il est donc impossible d'étudier la zone plastifiée, l'évolution de la taille des grains ou encore l'influence de l'usure. L'effet de la sollicitation mécanique (i.e. compression-cisaillement combinés) sur chacune des pièces reste inconnu.

Une caractérisation plus précise de la microstructure a été réalisée pour apporter des éléments de compréhension quant à l'incidence de ces conditions extrêmes sur chacune des phases constituant le matériau. Cette étude a été conduite séparément pour chacune des sous couches identifiées sur l'éprouvette pour un essai à $V_i = 40$ m/s et $p_i = 110$ MPa.

4.4.1.2 Analyse de la zone 2

La zone 2 débute à 6 µm de la surface initiale de contact et s'étend jusqu'à 23 µm. Elle est caractérisée par des lamelles de martensite dont l'épaisseur varie de 100 à 300 nm et de la phase β résiduelle. En se basant sur les résultats de la figure 4.14, cette zone est soumise à :

— une montée en température durant 100 µs dans le domaine α au cours du glissement,

— une montée en température durant190 µs dans le domaine β au cours du glissement,

— et 85 µs dans le domaine β lors du refroidissement (i.e. après contact)

La présence de lamelles de martensite confirme que la température a dépassé celle du transus β. Pourtant la persistance de la phase β résiduelle est surprenante. Cette dernière aurait théoriquement dû aussi être transformée en α'.

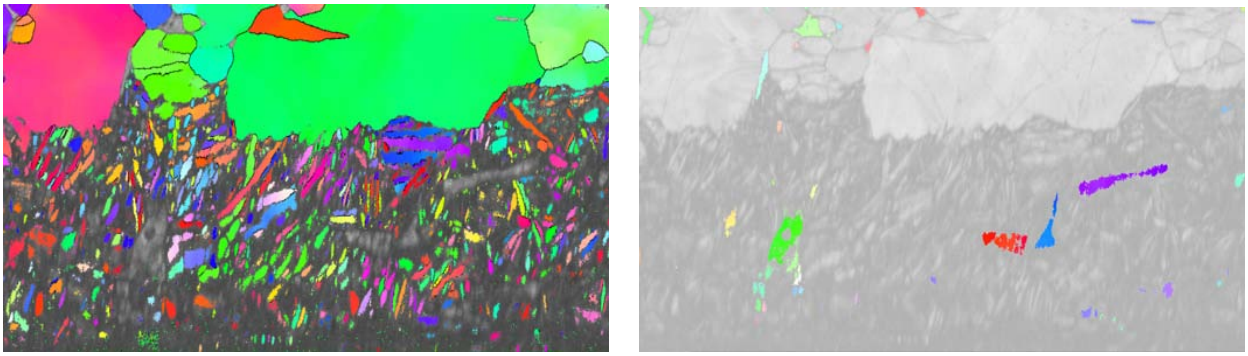
Afin d'expliquer la persistance de la phase β résiduelle, une analyse chimique de chacune des phases a été menée par EDX. Cette dernière révèle une inhomogénéité chimique importante entre les lamelles de martensite α' et la phase β résiduelle. Le pourcentage massique de vanadium (élément bêtagène) dans la phase α' est seulement de 1.5% alors qu'il est supérieur à 12% pour la phase β résiduelle. La même différence avait été observée

lors de l'analyse du métal de base enre la phase α primaire et la phase β résiduelle. Cela signifie que les sollicitations thermomécaniques imposées dans cette zone n'ont pas permis d'homogénéiser la composition chimique lors du passage dans le domaine β. Cette zone a pourtant été maintenue dans le domaine β pendant 275 µs (au maximum), dont 190 µs pendant le glissement.
Ce maintien d'inhomogénéité chimique peut s'expliquer grâce à un calcul de diffusion. A l'équilibre thermodynamique, le temps t_V nécessaire au vanadium pour diffuser dans l'alliage Ti6A4V sur une distance d_V peut être estimé grâce à la relation $t_V = d_V^2/D_V$ où D_V est le coefficient de diffusion en m^2/s. Les données utilisées sont celles de Robert [2007] dans la phase β. La durée nécessaire pour parcourir la distance correspondant à la moitié d'un grain α (i.e. 2.5 µm) a été estimée à 74 s à une température de 980°C. Bien que ce calcul reste théorique dans le sens où la microstructure obtenue a été formée hors équilibre, la durée de maintien dans le domaine β est bien inférieure à la valeur calculée (seulement 275 µs).

Théoriquement une trempe depuis le domaine β aboutit à la création d'une microstructure composée à 100% de lamelles de martensite α' en dessous de la température de fin de transformation martensitique Mf. Dans la microstructure observée, le Ti6Al4V est non phasé en domaine β (i.e. durant l'interaction) mais fortement hétérogène. Deux phases β peuvent être dissociées à partir de leur composition chimique : l'une d'elle, riche en vanadium, correspond à la phase β résiduelle initialement présente dans le matériau et l'autre, pauvre en vanadium, est issue de la transformation $\alpha \rightarrow \beta$ des ex grains α primaires. Les températures Ms et Mf qui définissent le domaine de la transformation $\beta \rightarrow \alpha'$ sont donc différentes pour chacune des phases β (cf. figure 1.9). Celle issue de la transformation des grains α primaires, pauvre en vanadium, a une température Mf bien supérieure à celle héritée de la phase β, riche en vanadium température supérieure à celle du transus β.

Si l'interaction avait été assez longue pour induire une homogénéité chimique de la phase β alors la microstructure obtenue aurait été composée à 100% de martensite.

L'effet de la sollicitation mécanique (compression-cisaillement appliqué à l'interface de contact) sur cette zone est difficilement quantifiable. Cependant l'analyse de la texture peut fournir des informations quand à la déformation des grains. La figure 4.15 présente la texture cristallographique des phases α' et β résiduelle dans la zone 2.



(a) Indexation de la phase α.

(b) Indexation de la phase β.

FIGURE 4.15 – Analyse EBSD de la zone 2.

La morphologie (taille et forme) des grains β semble similaire à celle du métal de base. Le fait d'avoir put indéxer les bandes de Kikuchi sur la figure 4.15 indique que le niveau d'énergie interne stockée dans cette zone est relativement faible. De plus, on observe qu'il n'y a pas d'orientation préférentielle des plans dans cette zone. On peut donc supposer que les déformations plastiques, entre 6 et 23 µm de l'extrême surface, restent très faibles.

En se basant sur les relations d'orientation existantes entre la phase α et β lors d'une transformation $\beta \rightarrow \alpha$ (voir section 1.2.2.3), il existe plusieurs méthodes pour déterminer les orientations des grains parents β. Ce principe est utilisé pour reconstruire la cartographie de la phase β à partir de la phase α héritée. Cette approche a été automatisée par plusieurs équipes de recherche [Gey et Humbert 2003, Glavicic *et al.* 2003]. Les deux étapes principales du processus de reconstruction sont [Germain 2005] :

— l'identification automatique sur la carte EBSD, des colonies α héritées d'un grain parent β,

— le calcul de l'orientation la plus probable du grain parent β à partir des orientations α héritées et la construction de la cartographie β.

Cette méthode a été utilisée pour reconstruire la microstructure de la zone 2 dans le domaine β (i.e. correspondant à la microstructure à la fin de l'essai). L'ensemble des données a été traité et analysé grâce au logiciel MERENGUE 2 [Germain 2014] par l'équipe 3TAM (Transformation, Texture, Topologie et Anisotropie des Matériaux) du LEM3 (Laboratoire d'étude des Microstructures et de Mécanique des Matériaux).

La figure 4.16 présente les résultats obtenus :

— l'image (a) regroupe les variants potentiellement issus d'un même grain β (en se basant sur un critère de désorientation angulaire),

— l'image (b) présente l'orientation du grain β parent calculée à partir de l'orientation des grains α' hérités,

— l'image (c) est la cartographie de la zone 2 dans le domaine β. Les zones de la cartographie β non recalculées (i.e. zones non colorées) correspondent à des grains β pour lesquels le nombre de variants identifiés n'a pas permis le calcul d'une orientation β unique [Germain 2005] où à l'emplacement de la phase β résiduelle.

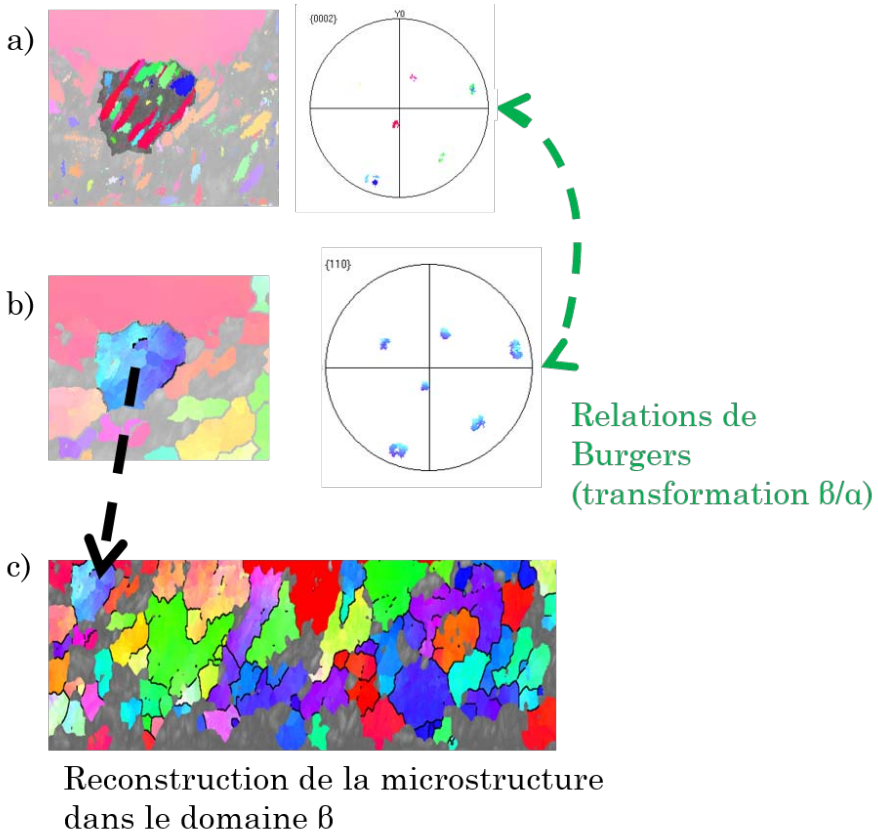


FIGURE 4.16 – Transformation $\beta \rightarrow \alpha$: reconstruction de la microstructure dans le domaine β (assimilable à celle obtenue en fin d'interaction de glissement).

Bien que la cartographie calculée comporte des erreurs dues au faible taux d'indexation de la phase α (cela s'explique en partie par la transformation martensitique), la phase β recalculée est assimilale à une structure équiaxe, non texturée, plus fine que celle du métal de base (avec des grains α primaires). Une diminution de la taille des grains dans le domaine β signifie qu'un affinement de la microstructure a été provoqué par les sollicitations thermomécaniques exercées durant le glissement. Un tel phénomène peut avoir lieu suite à une fragmentation des grains α induite par une montée en température extrême, et la croissance de nombreux sites de germination dans le domaine β.
Ces résultats demandent toutefois à être confirmés en vérifiant la répétabilité et en amé-

liorant la précision des mesures (il faudrait pour cela avoir un taux d'indexation de la phase α proche de 100%).

4.4.1.3 Analyse des zones 3 et 4

Zone 3

La zone 3 débute dès l'interface initiale de contact (i.e. 0 mm) et s'étend sur une épaisseur de 6 µm (pour la configuration présentée). La microstructure observée est particulièrement complexe. La figure 4.17 présente de manière plus précise cette dernière où l'allongement de la phase β dans la direction de glissement est mis en exergue. L'effet de la sollicitation de compression-cisaillement est clairement visible.
En se basant sur la figure 4.14b, cette zone est maintenue 220 µs dans le domaine β (i.e. à plus de 980°C) lors du frottement et 85 µs sans aucune sollicitation mécanique. L'analyse de la texture dans cette zone est extrêmement délicate à cause des niveaux de déformations plastiques importants qui induisent des taux d'indexation beaucoup trop faibles pour être exploitables. Néanmoins, il serait intéressant de réaliser des mesures EBSD pour tenter d'expliquer la morphologie de la phase β résiduelle alors que les grains α' semblent hérités de grains β équiaxe.

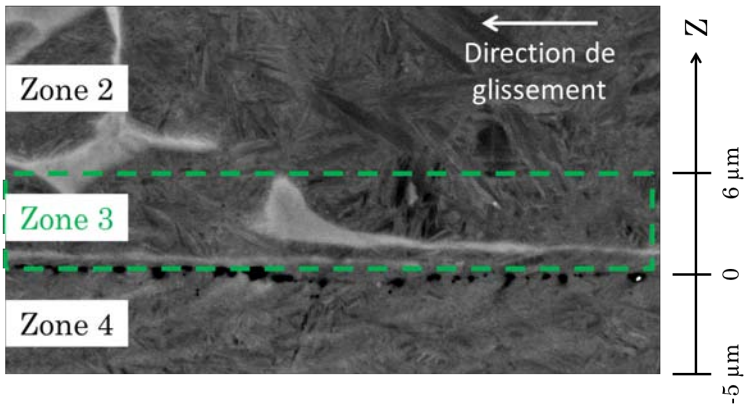


FIGURE 4.17 – Zone 3 : fortement affectée thermiquement et mécaniquement.

Zone 4

La microstructure de la zone 4 est très proche de celle observée dans la zone 3. La présence de la phase β résiduelle est par contre difficile à confirmer. La microstructure est caractérisée par des lamelles de martensite α' et des filets blancs orientés dans la direction de glissement. Afin d'étudier l'évolution de l'épaisseur de la couche rapportée sur l'éprouvette, plusieurs observations ont été effectuées sur un même échantillon. La figure 4.18 présente six observations réalisées sur une distance de 1 mm (essai E40_V43_p102).

On constate que ce dépôt n'est pas uniforme sur la longueur de l'éprouvette mobile. Fernandes *et al.* [2013], dans le cas d'un contact pion-disque, ont étudié l'influence d'une usure légère et d'une usure sévère sur l'épaisseur de cette couche transférée. Dans le cas d'usure légère, cette couche est épaisse et homogène. Par contre, dans le cas d'usure sévère (contact sous haute température et charge importante) la couche est mince, fragile et non uniforme. L'épaisseur et l'uniformité de la couche transférée décroissent avec la sévérité du contact [Fernandes *et al.* 2013]. La non uniformité de cette couche peut donc venir de la sévérité du contact ou tout simplement des chocs post-interaction dans la cuve de réception.

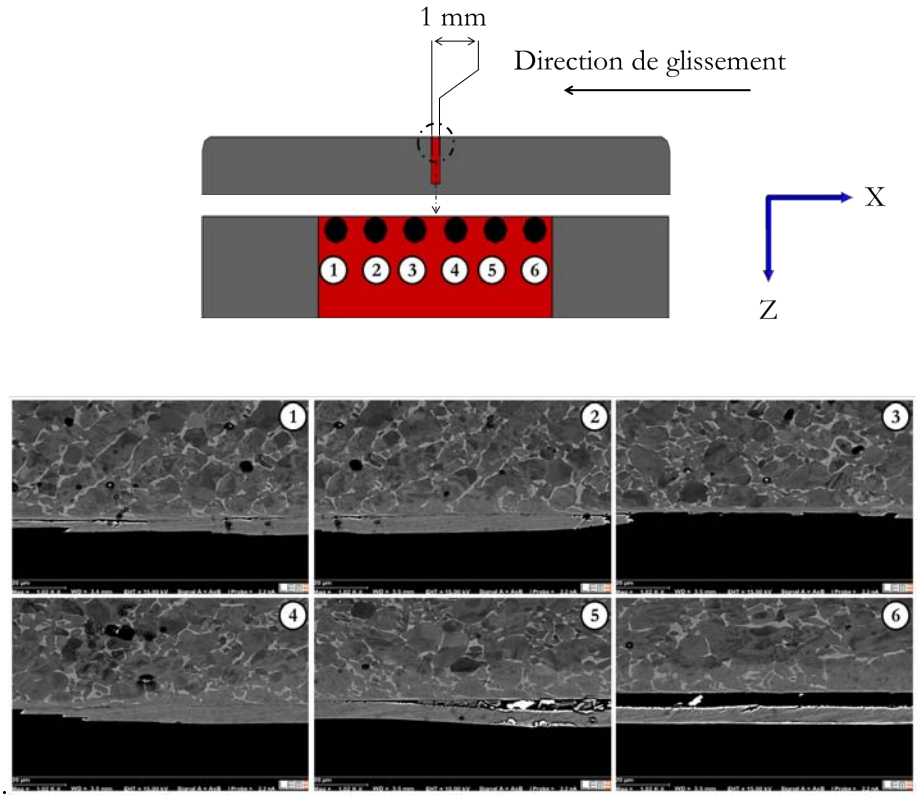


FIGURE 4.18 – Observations multiples de la microstructure sur 1 mm au centre de l'éprouvette (essai E40_V43_p102).

Frontière des zones 3 et 4

Afin d'analyser avec précision la frontière entre l'éprouvette et la couche transférée. Des observations 3D ont été réalisées selon la direction Z (de la zone 4 à la zone 3) à partir des échantillons *post mortem* (aucun revenu post-interaction n'a été réalisé). La méthodologie associée à l'imagerie 3D a été décrite en section 2.3.2.3. Des échantillons issus d'essais à 40 et 64 m/s pour une pression $p = 110$ MPa ont été analysés suite à la réalisation de coupes FIB espacées de 16 nm. Ces observations ont permis de mettre

en évidence la présence d'une couche de matière de microstructure α équiaxe très fine recristallisée au sein de la couche rapportée.

La figure 4.19 présente la microstructure observée pour une éprouvette ayant frottée à 40 m/s. L'image de gauche est la microstructure de la zone 4 ($z = -2$ µm), celle du centre de la frontière entre les deux zones (i.e. $z = 0$ µm) et celle de droite de la zone 3 ($z = 1$ µm). Les ex grains β équiaxes sont visibles sur cette dernière image, leur taille est environ de 2 µm. Cela est en adéquation avec la reconstruction proposée en figure 4.16 et le fait que la taille des grains équiaxes composant le domaine β est plus faible que celle des grains α primaires.

L'épaisseur de la couche recristallisée (image du centre) est de 400 nm lors de cette analyse, la taille des grains équiaxes est comprise entre 100 et 200 nm, soit approximativement la taille des lamelles de martensite des zones 2 et 3.
Cette sous-couche, non visible lors des observations précédemment réalisées au MEB, est non uniforme le long d'un même échantillon. Son épaisseur et sa localisation semblent aléatoire. Aucune dépendance à la vitesse de glissement n'a été observée pour une pression normale apparente de 110 MPa.

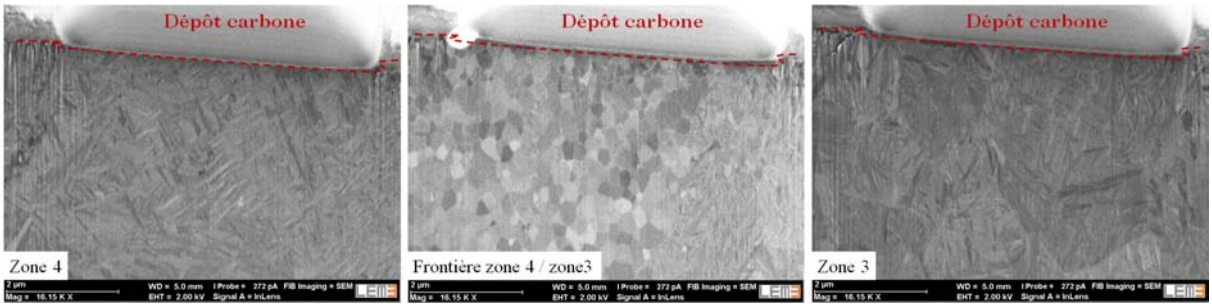


FIGURE 4.19 – Grains recristallisés à la fronctière des zones 3 et 4.

4.4.1.4 Analyse du phénomène de recristallisation sur l'éprouvette

Afin d'analyser plus en détail ce phénomène de recristallisation affectant les zones 3 et 4, des observations selon le plan XZ de la microstructure et des acquisitions EBSD ont été réalisées après un revenu à 700°C (i.e. dans le domaine α). Ce traitement thermique additionnel a pour but de relaxer les contraintes internes de la structure. L'apport d'énergie, induit par le revenu, va accentuer le phénomène de recristallisation dans les zones où les contraintes internes sont maximales, soit dans les zones les plus sollicitées durant l'interaction.

La figure 4.20 présente la microstructure observée après un revenu de 10 minutes à 700°C (i.e. dans le domaine α). On observe l'apparition d'une couche recristallisée d'une épaisseur de plus d'1 µm où la taille des grains équiaxe est d'environ 300 nm. L'apport d'énergie lié au revenu a donc conduit à une évolution notable de la microstructure : la martensite a recristallisé et a conduit à la formation de grains équiaxes α. La couche recristallisée est, dans ce cas, uniforme le long de l'échantillon et d'épaisseur relativement constante (environ 1.5 µm).

La figure 4.20 met en évidence un gradient de cinétique de germination lors de la recristallisation, la taille des grains recristallisés α équiaxes augmente en effet entre la frontière des zones 3 et 4 (i.e. ligne pointillée blanche) et le coeur du matériau (i.e. vers la droite de la figure 4.20). Cela s'explique par l'évolution de l'énergie interne dans l'épaisseur du matériau, les zones ayant été les plus contraintes durant l'interaction sont celles qui recristallisent en premier.

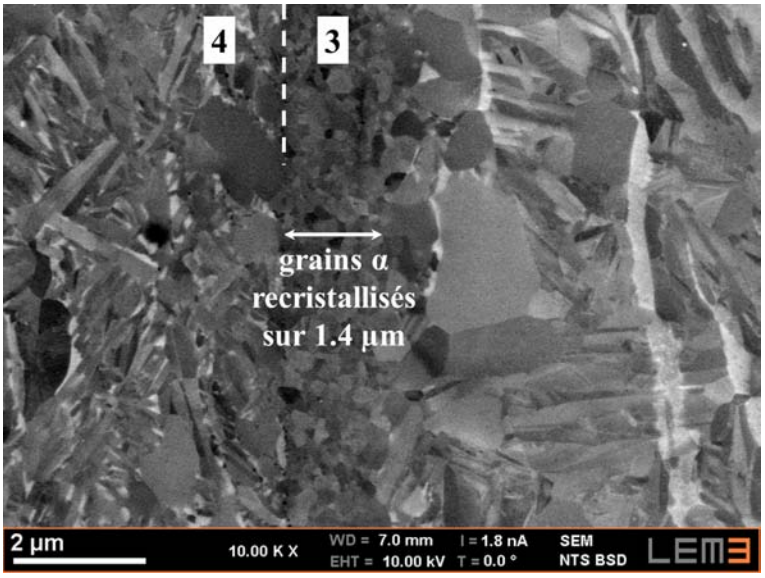


FIGURE 4.20 – Microstructure observée après un revenu de 10 minutes à 700°C (configuration V40_p110_l60).

La figure 4.21 présente une analyse EBSD réalisée sur la structure obtenue. Bien que le taux d'indexation de la phase α soit faible, on observe une orientation aléatoire des grains α qui est compatible avec la recristallisation de la martensite. D'après l'ensemble des analyses, ce processus est initié à la frontière des zones 3 et 4 et se propage en direction de la zone non affectée (i.e. de la zone 3 vers la zone 1, ou selon l'axe Z).

Avant et après le revenu dans le domaine α, des grains recristallisés équiaxes en α sont observés. Après frottement, leur apparition est ponctuelle alors que suite au revenu

on observe une couche recristallisée uniforme le long de l'échantillon. Cela indique que la recristallisation a eu lieu à partir de la structure martensitique, et donc pendant la phase de refroidissement des échantillons (lorsque les deux pièces ne sont plus en contact).

L'effet de la température sur ce phénomène peut être évalué à partir des données issues des simulations numériques (cf. figure 4.14b). On constate que les températures sont extrêmement proches dans la zone 3, la propagation du processus de recristallisation ne s'explique donc pas uniquement par le gradient thermique dans l'épaisseur du matériau. On peut supposer que c'est le niveau d'énergie élastique stockée dans l'épaisseur qui va piloter l'évolution de la recristallisation, et donc le niveau des sollicitations mécaniques exercées à l'interface de contact.

Un aspect intéressant est la non recristallisation de la zone 4. Le troisième corps supporte la charge normale et est soumis à des déformations élastiques et plastiques intenses. C'est théoriquement la zone la plus sollicitée durant l'interaction. Mais sa non recristallisation indique que son niveau d'énergie interne est plus faible que celui de la zone 3.

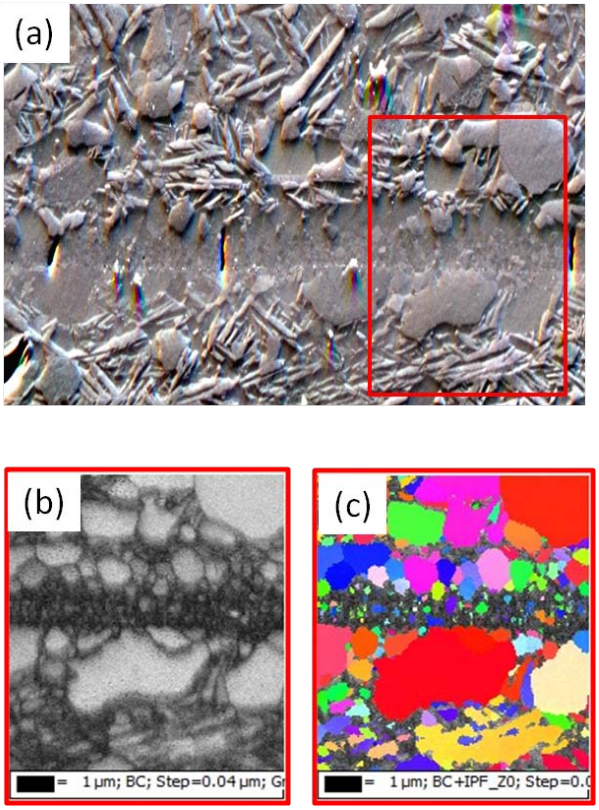


FIGURE 4.21 – Analyse EBSD (pas de 40 nm) après un traitement additionnel à 700°C pendant 10' : (a) observation en analyse EBSD, (b) contraste de bande EBSD, (c) Carte d'orientation de la phase α (configuration V40_p110_l60, code couleur du triangle standard).

Afin d'étudier plus en détail le phénomène de recristallisation au sein de la zone 4, la même analyse a été menée après un revenu de 30 minutes à 700°C, la figure 4.22 présente les résultats obtenus.

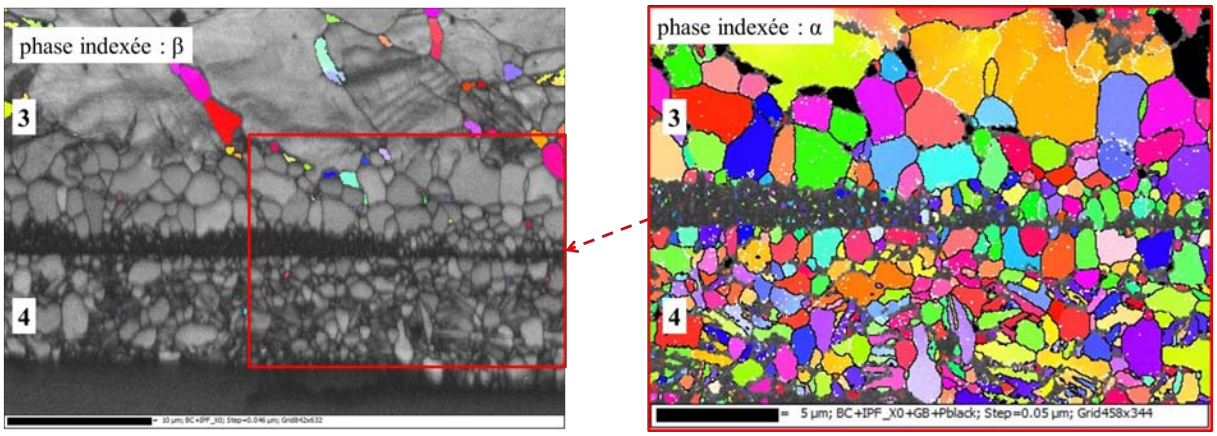


FIGURE 4.22 – Microstructure observée après un revenu de 30 minutes à 700°C (configuration V40_p110_l60).

On observe dans ce cas, des grains recristallisés dans la zone 4. La déformation plastique et l'activation d'usure étant des phénomènes dissipatifs qui relaxent les contraintes internes, ils sont potentiellement à l'origine d'une baisse de l'énergie élastique stockée et retardent l'activation de la recristallisation.

4.4.1.5 Bilan des analyses menées dans chacune des sous-couches identifiées

Les analyses menées sur l'éprouvette issue d'un essai à $V_i = 40$ m/s et $p = 110$ MPa ont montré que :

- la microstructure du matériau après frottement peut être décomposée en plusieurs sous-couches identifiables grâce à la présence de lamelles de martensite α', l'allongement de la phase β résiduelle ou d'une couche de matière transférée,
- l'épaisseur de la zone affectée thermiquement au centre de l'éprouvette est en accord avec la modélisation thermique du chapitre 3 (i.e. déplacement d'une source de chaleur),
- la composition chimique des phases β constituant le matériau n'a pas été homogénéisée durant le glissement à cause d'un temps d'interaction plus faible que celui nécessaire à la diffusion des éléments d'alliages,
- la zone se situant entre 6 et 23 µm de la surface (i.e. zone 2) semble peu sollicitée mécaniquement. La taille des grains dans le domaine β est pourtant inférieure à celle des grains α primaires. Cela peut être dû à la fragmentation des grains α équiaxes induite par un taux de montée en température extrêmement important.
- la sous-couche se situant entre l'interface initiale de contact et une profondeur de 6 µm semble avoir été fortement cisaillée durant l'interaction. Des grains équiaxes α ont été localement formés lors de la recristallisation de la martensite au cours du refroidissement du matériau. Un gradient d'énergie élastique stockée, représentatif des sollicitations thermomécaniques auxquelles a été soumis le matériau, a été constaté dans l'épaisseur de l'éprouvette.
- la couche de matière transférée du patin vers l'éprouvette (i.e. zone 4) est théoriquement la plus sollicitée durant l'interaction. Pourtant l'analyse du phénomène de recristallisation de la martensite a montré que le niveau d'énergie élastique stockée est inférieur à celui de la zone 3 (i.e. dans l'épaisseur du matériau). Cela peut s'expliquer par la déformation plastique et l'usure (i.e. phénomènes dissipatifs) qui conduiraient à une relaxation des contraintes internes dans cette zone.

L'ensemble des observations et analyses a principalement été réalisé pour un essai à $V_i = 40$ m/s et $p = 110$ MPa. Les résultats obtenus demandent à être confirmés en

réalisant davantage d'analyses pour valider leur répétabilité et leur fiabilité. De plus, il faudrait étudier d'autres configurations de glissement pour tenter d'établir un lien entre le phénomène de recristallisation et le mode d'endommagement.

4.4.2 Patin fixe : analyse de l'épaisseur de la zone affectée thermiquement

La même décomposition en sous-couche (sans la zone 4) est observée le long du patin. La figure 4.23 présente les microstructures *post mortem* d'essais à 40 et 65 m/s pour une pression de 110 MPa. Les observations ont été réalisées à l'avant (1 mm), au centre (5 mm) et à l'arrière (9 mm) de la pièce. Il est possible de comparer les épaisseurs de la zone affectée thermiquement (valeurs reportées en rouge ou en bleu sur la figure) avec les résultats de la modélisation du chapitre 3. On note une très bonne corrélation entre les valeurs numériques et expérimentales pour le centre et l'arrière du contact. Par contre, les températures calculées sont inférieures à celles observées dans la zone d'entrée. En effet, on constate que la zone affectée thermiquement est de 25 µm pour les deux vitesses étudiées alors que le modèle prédisait des températures inférieures à 800°C dans cette zone. Cela s'explique par l'utilisation d'une source de chaleur uniforme sur toute la surface du patin. La modélisation thermomécanique (cf. figure 3.17) avait en effet montré que la contrainte normale (et donc le flux thermique) est supérieur sur les bords de la pièce.

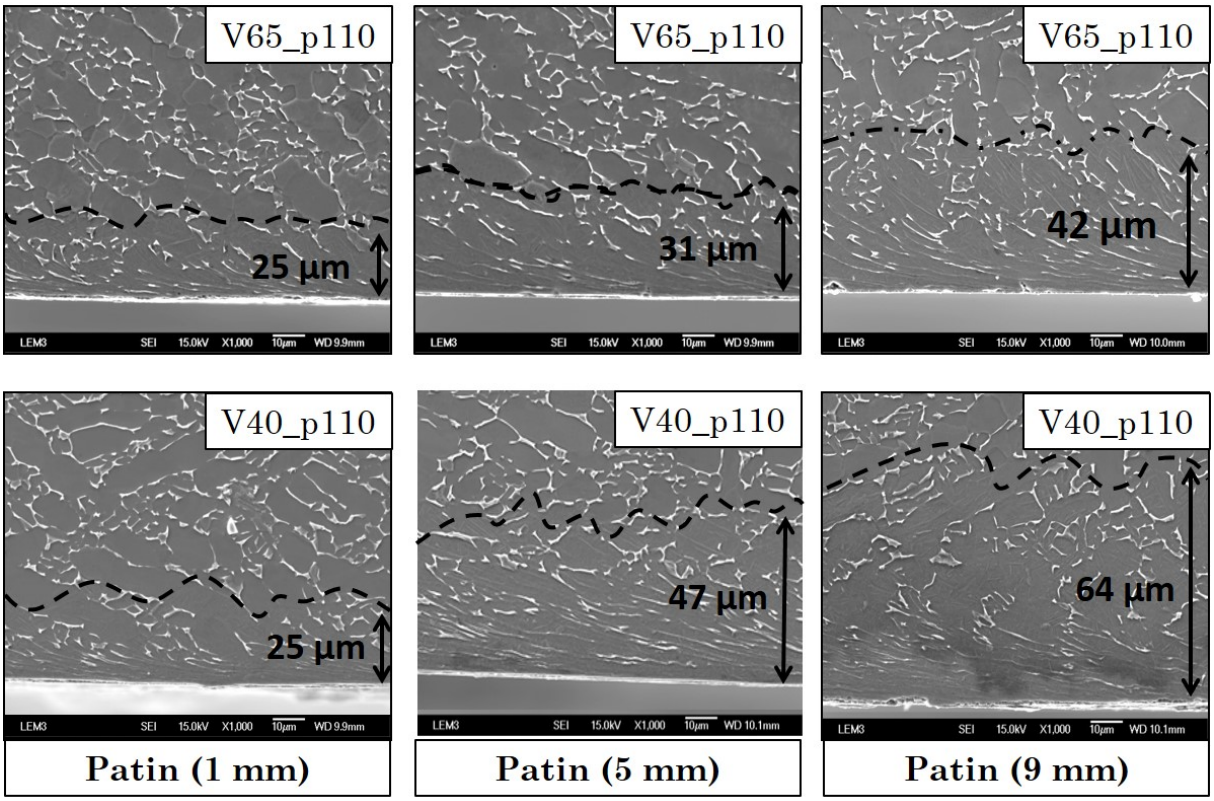


FIGURE 4.23 – Microstructure *post mortem* à l'avant (1 mm), au centre (5 mm) et à l'arrière (9 mm) du patin.

4.4.3 Particularités liées à l'usure par fusion

L'évolution de la microstructure lors d'usure par fusion a été analysée au travers des essais réalisés à 8 m/s. La figure 4.24 présente les microstructures *post mortem* au centre de l'éprouvette et à l'arrière du patin. On observe l'apparition d'une nouvelle sous-couche sur le patin en extrême surface ou l'on ne distingue plus de grains β résiduels. Cette zone est celle où est activée l'usure et qui est ensuite concernée par une perte de matière importante (cf. figure 4.5b). C'est donc potentiellement une couche de métal fondu en cours d'éjection du contact.

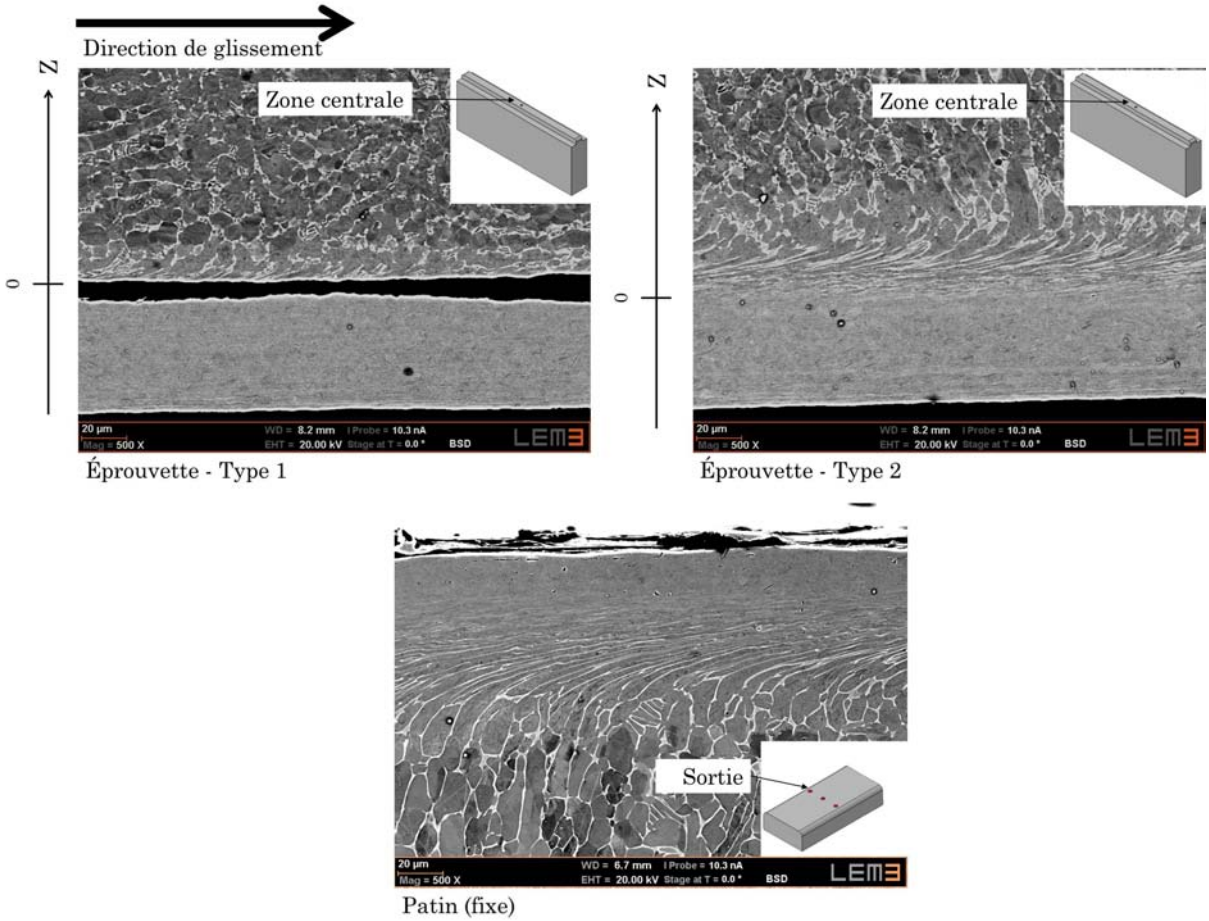


FIGURE 4.24 – Microstructure *post mortem* propre à l'usure par fusion (essai EP153_V8_p101).

L'analyse du centre de l'éprouvette a révélé deux types de microstructure (1 à 2 sur la figure 4.24) distincts. Le type 1 s'apparente à un troisième corps caractérisé par la présence d'une couche transférée et de vide. Dans le cas du type 2, la couche transférée et l'éprouvette sont confondues. Il n'y a ni vide, ni débris à l'interface. Cela est dû aux températures extrêmes à l'interface de glissement qui conduisent à de la fusion locale des deux corps en contact. Bien que le transfert opère du patin vers l'éprouvette, cette dernière peut aussi être concernée par un changement d'état. La matière fondue issue de l'usure et celle du bord de l'éprouvette se mélangent dans ce cas pour former un seul et même corps.

4.5 Bilan

L'ensemble des analyses menées dans ce chapitre a permis de dissocier deux modes d'endommagement distincts : usure par fusion et usure adhésive à haute température. Dans les deux cas, un transfert de matière de la pièce fixe (i.e. patin) vers la pièce mobile (i.e. éprouvette) a été constaté. Le second mode, propre aux hautes vitesses de glissement, est à l'origine de l'insertion d'un troisième corps à l'interface de contact ayant les fonctions d'un film hydrodynamique.

L'influence de la vitesse de glissement sur l'évolution du coefficient de frottement s'explique par l'apparition d'usure adhésive à haute température. Ce mode est déclenché par l'accumulation de déformations plastiques en extrême surface. Son activation dépend de la vitesse de déformation et donc de la vitesse de glissement. Il a été observé pour des vitesses initiales supérieures à 40 m/s. Une carte d'usure spécifique aux conditions extrêmes étudiées a été proposée, on y discerne clairement l'influence de chacun des paramètres d'entrée lors d'essais de frottement à grande vitesse : l'élévation de la pression, ou la diminution de la vitesse de glissement tendent à augmenter le taux d'usure (perte de volume par unité de longueur).

L'usure par fusion apparait en sortie du contact là où les températures sont maximales. Son activation dépend du niveau d'énergie dissipée et donc de la longueur de glissement. Les particules fondues sont directement éjectées du contact et ne séparent pas les premiers corps. Ce mode n'a donc pas d'influence directe sur la résistance au frottement et est à l'origine d'une modification importante de la géométrie de la surface de contact. Il est associé à des taux d'usure importants.

Une analyse de la microstructure *post mortem* a été réalisée pour tenter de lier les mesures macroscopiques aux observations métallurgiques. Une décomposition en sous-couches a été observée dans l'épaisseur des premiers corps : microstructure très proche de celle d'origine, zone affectée thermiquement (i.e. température supérieures à 980°C), zone très sollicitée thermomécaniquement, grains recristallisés, couche de matière transférée du patin vers l'éprouvette. L'épaisseur affectée thermiquement, mesurée directement sur les observations métallurgiques, est en accord avec la modélisation numérique du chapitre 3. Des observations 3D ont révélé l'activation d'un processus de recristallisation localement proche de l'interface initiale de contact.

H.A. Abdel-Aal : On the interdependence between kinetics of friction released thermal energy and the transition in wear mechanisms during sliding of metallic pairs. *Wear*, 254(9):884–900, may 2003. ISSN 00431648. URL `http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0043164803002436`.

J.F. Archard : Contact and rubbing of flat surfaces. *J. Appl. Phys*, 24:981–988, 1953a.

O. Barrau : *Etude du frottement et de l'usure d'acier a outils de travail à chaud.* Thèse de doctorat, Institut national polytechnique de Toulouse, 2004.

R.G. Bayer : Mechanical wear prediction and prevention. *In Marcel Dekker*, page 280, New-York, 1994.

Y. Berthier : Experimental evidence for friction and wear modelling. *Wear*, 139:77–92, 1990.

Y. Berthier : Background on friction and wear. *In J. Handbook of Materials Behaviour models.*, pages 677–697, San Diego, USA : Academic Press, 2001.

B. Bhushan, éditeur. *Modern tribology handbook - Volume 1.* 2000.

J. Blouet : Usure. *Technique de l ingenieur*, 1978.

F.P. Bowden et K.E.W. Ridler : The surface temperature of sliding metals. *Proc of the Roy Soc (Lon)*, 151:640–656, 1936b.

F.P. Bowden et D. Tabor : The friction and lubrification of solids - Part 2. *Clarendon press, Oxford*, 1964.

J.T. Burwell : Survey of possible wear mechanisms. *Wear*, 1:119–141, 1957.

Y.C. Chiou, K. Kato et T. Kayaba : Effect of normal stiffness in loading system on wear of carbon steel - part 1 severe mild wear transition. *ASME, J.Tribology*, 107:491–495, 1985.

M. Dragon-Louiset : Approche thermodynamique des phénomènes liés à l'usure de contact. *C.R. Acad. Sci. Paris, t.327, Serie II b*, pages 1275–1280, 1999.

M. Dragon-Louiset : Modèles micromécaniques de l'interface d'un système tribologique dans une approche thermodynamique de l'usure continue. *Mécanique et Industries*, 1:37–42, 2000.

M. Dragon-Louiset : On a predictive macroscopic contact sliding wear model based on micromechanical considerations. *Int. J. Solids ans Structures*, 38:1625–1639, 2001.

M. Dragon-Louiset, C. Stolz et A. Constantinescu : Approche énergétique et simulation de l'usure continue. *In Acte du 4eme colloque national en calcul de structure de Giens*, pages 473–478, 1999.

L. Faure, B. Bolle, S. Philippon, C. Schuman, P. Chevrier et A. Tidu : Friction experiments for titanium alloy tribopairs sliding in dry conditions : Sub-surface and surface analysis. *Tribology International*, 54:17–25, oct 2012. ISSN 0301679X. URL `http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0301679X12001247`.

G.P. Fernandes, Jr.W. Haertel, P.S. Zanotto et A. Sinatora : Influence of mild and severe wear condition in the formation ans stability of friction film in clutch system. *Wear*, pages 1384–1391, 2013.

N. Fillot, I. Iordanoff et Y. Berthier : Wear modeling and the third body concept. *Wear*, 262(7-8):949–957, mar 2007. ISSN 00431648.

S. Fouvry : *Etude quantitative des dégradations en fretting.* Thèse de doctorat, Ecole Centrale de Lyon, 1997.

L. Germain : *Contribution à l'étude des hétérogénéités de texture des billettes d'IMI 834.* Thèse de doctorat, 2005.

L. Germain : Advanced Tools for EBSD Processing, 2014. URL `http://lionelgermain.free.fr/merengue2.htm`.

N. Gey et M. Humbert : Specific analysis of EBSD data to study the texture inheritance due to the beta alpha phase transformation. *Journal of Materials Science*, 38(6):1289–1294, 2003.

M.G. Glavicic, P.A. Kobryn, T.R. Bieler et S.L. Seiatin : An automated method to determine the orientation of the high-temperature beta phase from measured EBSD data for the low-temperature alpha phase in Ti6Al4V. *Materials Science and Engineering : A*, 351(1-2):258–264, 2003.

M. Godet : The third body approach : a mechanical view of wear. *Wear*, 100:437–452, 1984.

M. Gouider : *Tribologie des composites Carbone / Carbone : Echelles et contributions relatives de la mécanique et de la physico-chimie.* Thèse de doctorat, 2004.

W. Hirst : Proceedings of the conference on lubrication and wear. page 674, London, 1957.

M.Z. Huq et J.P. Celis : Reproductibility of friction and wear results in ball on disk unidirectional sliding tests of TiN alumina pairings. *Wear*, 212:151–159, 1997.

K.L. Johnson : Contact mechanics. *Press syndicate of the university of Cambridge*, 1985.

J. Leroux : *Modélisation numérique du contact pour matériaux composites.* Thèse de doctorat, Institut National des Sciences Appliquees de Lyon, 2013.

X.X. Li, Y. Zhou, Ji. X.L., Y.X. Li et S.Q. Wang : Effects of sliding velocity on tribo-oxides and wear behavior of Ti-6Al-4V alloy. *Tribology international*, 2015.

S.C. Lim et M.F. Ashby : Overview no 55 Wear mechanism maps. *Acta Metallurgica*, 35(1):1–24, 1987.

N-S. Liou, M. Okada et V. Prakash : Formation of molten metal films during metal-on-metal slip under extreme interfacial conditions. *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, 52:2025–2056, 2004.

Y.S. Mao, L. Wang, K.M. Chen, S.Q. Wang et X.H. Cui : Tribolayer and its role in dry sliding wear of Ti6Al4V alloy. *Wear*, 297:1032–1039, 2013.

C. Mary : *Simulation expérimentale de l'usure du contact aube disque de compresseur sous sollicitations de fretting.* Thèse de doctorat, Ecole Centrale de Lyon, 2009.

H.C Meng et K.C. Ludema : Wear models and predictive equations : their form and content. *Wear*, 181-183:443–457, 1995.

H. Mohrbacher, J.P. Celis et J.R. Roos : Laboratory testing of displacement and load induced fretting. *Tribology International*, 28:269–378, 1995.

C. Paulin : *Etude de l'endommagement du contact multicouche aube disque sous chargement de fretting impact des sollicitations variables et de la dimension du contact.* Thèse de doctorat, Ecole Centrale de Lyon, 2006.

J.D. Puerta Velasquez, A. Tidu, B. Bolle, P. Chevrier et J.-J. Fundenberger : Sub surface and surface analysis of high speed machined Ti6Al4V alloy. *Materials Science and Engineering : A*, 527:2572–2578, 2009.

M. Qiu, Y-Z. Zhang, J-H. Yang et J. Zhu : Microstructure and tribological characteristics of Ti6Al4V alloy against GCr15 under high speed and dry sliding. *Materials Science and Engineering : A*, 434(1-2):71–75, 2006.

M. Qiu, Y-Z. Zhang, J. Zhu et J-H. Yang : Dry friction characteristics of Ti-6Al-4V alloy under high sliding velocity. *Journal of Wuhan University of Technology-Mater. Sci. Ed.*, 22(4):582–585, dec 2007b. ISSN 1000-2413. URL `http://www.springerlink.com/index/10.1007/s11595-006-4582-0`.

E. Rabinowicz : Wear coefficients metals. *In* M.B. Peterson et W.O. Winer, éditeurs : *Wear control handbook*, page 475. 1980.

Y. Robert : *Simulation numérique du soudage du TA6V par laser YAG impulsionnel : caractérisation expérimentale et modélisation des aspects thermomécaniques associées à ce procédé.* Thèse de doctorat, Ecole des Mines de Paris, 2007.

V. E. Rubtsov et a. V. Kolubaev : Plastic deformation and quasi-periodic vibrations in a tribological system. *Technical Physics*, 49(11):1457–1463, nov 2004. ISSN 1063-7842. URL `http://www.springerlink.com/index/10.1134/1.1826190`.

T. Sasada : The role of adhesion in wear of materials. *Journal of japan society of lubrication engineering*, 24(11):700–705, 1979.

G. Straffelini et A. Molinari : Dry sliding wear of Ti-6Al-4V alloy as influenced by the counterface and sliding conditions. *Wear*, 1999.

N. P. Suh : Fundamentals of friction and wear of materials. *ASM, Materials park, OH*, page 43, 1980b.

J. Takadoum : *Matériaux et surfaces en tribologie*. Lavoisier édition, 2007.

S. Tarasov, V. Rubtsov et A. Kolubaev : Subsurface shear instability and nanostructuring of metals in sliding. *Wear*, 268(1-2):59–66, jan 2010. ISSN 00431648. URL http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0043164809004505.

Chapitre 5

Approche semi-analytique : modélisation thermomécanique du frottement sec à grande vitesse

Sommaire

5.1 La modélisation du frottement sec à grande vitesse **202**
5.2 Modèle thermomécanique : cas général **205**
5.3 Application au couple Ti6Al4V-Ti6Al4V **219**
5.4 Utilisation prédictive du modèle **230**
5.5 Bilan **233**
Bibliographie **234**

Le calcul de l'effort de frottement et des températures atteintes à l'interface de contact est un challenge industriel et académique. Ce chapitre se concentre sur les approches analytiques propres au frottement sec à grande vitesse.

Dans la première partie, un modèle thermomécanique basé sur le cisaillement adiabatique des aspérités constitutant la surface réelle de contact est présenté. Il a ensuite été appliqué aux configurations de glissement considérées dans ces travaux de thèse. Les choix de modélisation propres à notre étude sont présentés et discutés. La seconde partie concerne la comparaison des résultats expérimentaux et analytiques. Une analyse de l'évolution de la taille de la surface réelle de contact y est menée.

Une utilisation prédictive du modèle, à partir d'un nombre restreint d'essais expérimentaux, clôt ce chapitre. L'écoulement de la chaleur sur l'ensemble de la surface de contact ainsi que la valeur moyenne du coefficient de frottement y sont évalués.

5.1 La modélisation du frottement sec à grande vitesse

La modélisation du frottement sec pour les grandes vitesses de glissement ($V > 1$ m/s) fait nécessairement intervenir deux approches à coupler : thermique et mécanique. En effet, ces deux dernières sont difficilement dissociables dans le sens où le champ de température pilote la répartition des contraintes à l'interface de contact et que ce sont ces mêmes contraintes qui définissent le flux de chaleur généré. Les modèles répertoriés dans la littérature peuvent donc être regroupés en deux groupes distincts :

— approches purement thermiques,

— approches thermomécaniques.

5.1.1 Approches thermiques

L'objectif de ces approches est d'analyser l'écoulement du flux de chaleur dans chacune des pièces en contact. Le coefficient de frottement est généralement un paramètre d'entrée considéré constant tout au long de l'interaction et uniforme sur toute la surface de contact. Les travaux de Jaeger [1942b] et Carslaw et Jaeger [1959] basés sur l'élévation de température locale due à une source de chaleur mobile sont considérés comme une référence pour les études ayant recours aux techniques de Green. Ils traitent, de manière analytique, le cas de sources de chaleur de différentes formes (ponctuelle, carrée et linéique) qui sont considérées fixes ou mobiles. Leur étude ne se limitant pas à des cas stationnaires ($t = \infty$), permet d'étudier des phénomènes transitoires. En se basant sur la continuité de la température à l'interface, ils proposent des expressions analytiques des fonctions de Green et du coefficient de répartition moyen de la chaleur α^r suivant différentes conditions thermiques et morphologiques. Lim *et al.* [1989] exploitent cette approche thermique en introduisant une loi de frottement empirique dépendant uniquement de la vitesse de glissement $\mu = f(V)$ déterminée à partir de résultats expérimentaux (essais de type pion-disque pour un contact acier-acier). Plusieurs hypothèses (températures stationnaires, diffusion de la chaleur unidirectionnelle, rayon d'une aspérité de l'ordre de 10^{-5} m) leur permettent de calculer les températures moyennes et flash (à l'échelle de l'aspérité) sur la surface de contact circulaire. Ils considèrent aussi le cas où l'aspérité est victime d'oxydation. Cette méthode est utilisée en particulier pour créer des cartes de températures (cf. figure 1.19) dans le cas d'un contact entre deux corps en acier.

Ettles [1986] étudie la température maximale atteinte lorsqu'un flux de chaleur mobile se déplace sur un demi-espace. Il utilise la théorie de Blok [1938] pour calculer la température moyenne atteinte sur la surface de contact. En considérant que l'ensemble du flux de chaleur est transmis au demi-espace, l'expression d'un coefficient de frottement en fonction de la température de décomposition (différence entre la température de fusion

et la température ambiante) est proposée. La comparaison des valeurs calculées avec des mesures expérimentales révèle que les résultats obtenus, fonctions de la vitesse de glissement et de la pression normale apparente, demandent à être corrigés. La principale limite de ce modèle est le fait de considérer une répartition constante et uniforme du flux de chaleur entre les deux corps en contact, et de ne pas faire intervenir de variables spatiales.

Vick et Furey [2001] utilisent quant à eux les fonctions de Green définies par Carslaw et Jaeger [1959] pour étudier un contact entre deux corps semi-infinis. Ils réalisent un couplage thermique des différentes aspérités composant la surface réelle de contact. Chaque aspérité est considérée comme une source de chaleur qui a une influence sur les aspérités voisines. En considérant un flux de chaleur similaire pour chacune des aspérités, leur approche permet de calculer l'évolution (locale ou moyenne) de la température sur la surface de contact à tout instant t, ainsi que le coefficient de répartition de la chaleur. Ils mettent en avant des concentrations importantes de température au niveau des aspérités et une accumulation de la chaleur à l'arrière du contact. Ces travaux ont été appliqués par Carmasol *et al.* [2011] dans le cas d'un contact rugueux à haute vitesse entre deux corps semi-infinis. Les auteurs se sont basés sur des observations *ante mortem* pour déterminer les différents paramètres du modèle telles que la taille et la forme des aspérités en contact ainsi que sur une mesure expérimentale des efforts pour calculer un coefficient de frottement moyen. Leur étude leur permet d'analyser l'influence de la vitesse de glissement et du coefficient de frottement moyen sur la répartition des températures à l'interface.

Les modèles répertoriés ont permis une meilleure compréhension de l'écoulement de la chaleur dans le cas d'un contact à grande vitesse. La nécessité de connaître le coefficient de frottement pour calculer le flux de chaleur total généré à l'interface de contact limite pourtant ces approches à des études purement thermiques. Elles peuvent être utilisées en complémentarité de mesures de température expérimentales pour extrapoler la température mesurée ou encore étudier le partage de chaleur à l'interface. Cependant, les applications restent théoriques et majoritairement applicables à des corps semi infinis (la géométrie de la surface de contact n'est que rarement prise en compte).

5.1.2 Approches thermomécaniques

Plusieurs approches mécaniques ont été menées pour tenter de prédire l'effort de frottement [Rigney et Hirth 1979, Heilmann et Rigney 1981]. Molinari *et al.* [1999] proposent un modèle basé sur le cisaillement adiabatique d'une aspérité dans le cas d'un contact à grande vitesse. Le couplage thermomécanique est réalisé grâce à l'application du premier principe de la thermodynamique, en conditions adiabatiques [Molinari et Clifton 1987, Molinari 1988], qui permet d'obtenir une relation entre la vitesse de montée en tem-

pérature et la contrainte de cisaillement. A partir de cette expression, il est possible de calculer le niveau de contrainte de cisaillement maximal, supposé proche du niveau moyen de contrainte au cours de l'interaction. Le problème thermique est résolu en considérant un cas de diffusion unidirectionnelle sur une profondeur d_{cond} correspondant à la distance parcourue par le front thermique lors du passage d'une aspérité. L'équation de conservation de l'énergie est ensuite appliquée et permet d'exprimer le coefficient de frottement normalisé μ_0 (rapport entre la contrainte de cisaillement calculée et le seuil d'écoulement du matériau à température ambiante) de manière analytique en fonction de la fraction f définie par :

$$f = \frac{S_r}{S_{app}} \tag{5.1}$$

L'approche utilisée offre la possibilité d'être applicable pour n'importe quel couple de matériau en modifiant la loi de comportement. La principale limite est le fait que la résolution du problème thermique se base sur une "température moyenne de surface Θ_b" siégeant sur une couche d'épaisseur d_{cond} autour de l'interface, où la répartition du flux de chaleur n'est pas considérée. De plus, les auteurs font l'hypothèse que la contrainte de cisaillement est similaire sur l'ensemble des aspérités constituant la surface réelle de frottement. Il n'est donc pas possible de calculer l'évolution de la température ou de la contrainte de cisaillement localement. Afin de résoudre le problème, un paramètre de recalage $\hat{\alpha}$ du problème thermique et la fraction f doivent être calibrés par des essais expérimentaux.

Voyiadjis *et al.* [2010] ont étudié l'influence de la loi de comportement dans le modèle précédent. En implémentant une loi thermo-viscoplastique à l'aide d'une subroutine VUMAT dans le solveur Abaqus 6.8, ils constatent un niveau de contrainte plus élevé que celui annoncé par Molinari *et al.* [1999] pour un couple acier-acier.

5.2 Modèle thermomécanique : cas général

L'approche proposée dans ce chapitre repose sur un couplage thermomécanique basé sur les modèles de Molinari *et al.* [1999] et de Vick et Furey [2001]. Le problème thermique est résolu en se basant sur la fonction de Green de Carslaw et Jaeger [1959]. La solution a été adaptée afin de prendre en compte les conditions aux limites propres à notre étude. Le couplage thermomécanique est ensuite réalisé par une technique d'homogénéisation par les champs moyens.

5.2.1 Description des conditions de glissement

5.2.1.1 Conditions de contact

Un glisseur B, en contact avec un solide A, se déplace à vitesse constante V selon l'axe x. Les deux solides ont pour plan limite $z = 0$. La surface de contact apparente, notée S_{app}, est définie en figure 5.1. A l'échelle macroscopique, les forces appliquées au contact sont la force tangentielle T et la force normale N. La pression normale apparente est définie par $p = N/S_{app}$.

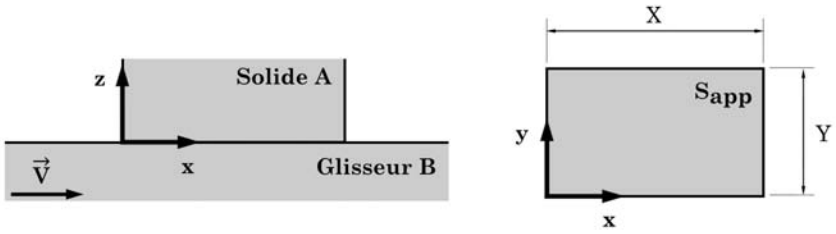


Figure 5.1 – Surface de contact apparente à l'échelle macroscopique.

5.2.1.2 Topologie de la surface de contact

A l'échelle locale, la surface de contact réelle est caractérisée par un contact entre un corps parfaitement plan et un ensemble d'aspérités n_{asp} rectangulaires (voir figure 5.2). Le glisseur B est le corps parfaitement plan, et le patin A est le corps rugueux. La surface de contact de chaque aspérité i est définie par $2\,a_i \times 2\,b_i$ et son centre par ses coordonnées (xc_i, yc_i), où $i = 1, 2, ..., n_{asp}$, dans le repère $(x, y, z = 0)$ fixé à un des sommets de la surface apparente liée au solide A. La hauteur des aspérités h est supposée constante durant l'interaction. Les jonctions entre le glisseur B et la surface de chaque aspérité i définissent la surface de contact réelle.

Cette dernière est définie par $S_r = f\,S_{app}$ où la fraction f est le rapport entre la surface de contact réelle S_r et la surface de contact apparente S_{app}. Cette fraction dépend

de l'évolution de la surface réelle de contact au cours de l'interaction et donc de la pression de contact, de la vitesse de glissement, de l'évolution de la microstructure et de l'éventuelle formation d'oxydes [Lim et Ashby 1987, Lim *et al.* 1989]. Afin de se concentrer sur le couplage thermomécanique des forces de frottement et de la température au sein de chaque aspérité, la fraction f est considérée constante au cours d'un essai. Cette hypothèse sera discutée lors de l'application du modèle au couple Ti6Al4V-Ti6Al4V en section 5.3.

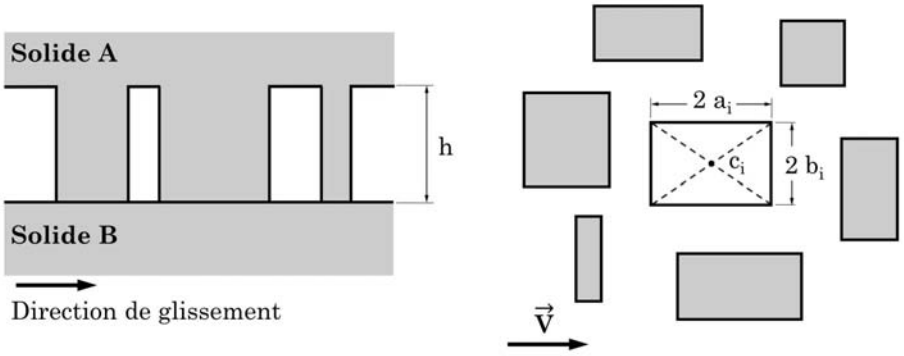


Figure 5.2 – Surface de contact réelle à l'échelle locale.

5.2.1.3 Efforts de frottement

Le coefficient de frottement local μ_i au niveau de chaque aspérité i est défini par le rapport τ/σ où τ et σ sont respectivement les contraintes de cisaillement et de compression à l'échelle locale. La contrainte de cisaillement τ est considérée comme uniforme à la surface de chaque aspérité. Dans le cas d'une aspérité i, la contrainte de cisaillement τ est homogène dans le volume Va_i de cette dernière. Toutes les jonctions correspondant aux aspérités ne sont pas nécessairement soumises à la même contrainte de cisaillement. La valeur des efforts de cisaillement dépend de la répartition de la chaleur au sein de la pièce et donc de la position et de la taille de chaque aspérité.

Le coefficient de frottement macroscopique μ se calcule quant à lui par le rapport entre les efforts macroscopiques de cisaillement T et de compression N. L'interaction de frottement sec entre le patin A et le glisseur B conduit à un effort de cisaillement défini par :

$$T = \tau_M \, S_r = \tau_M \, f \, S_{app} \tag{5.2}$$

où τ_M est la contrainte de cisaillement macroscopique au niveau de la surface réelle de contact S_r.

Les études tribologiques sont, dans la plupart du temps, menées en pilotant la valeur de l'effort normal imposé. Afin d'étendre les résultats à des géométries différentes, les résultats sont exprimés en fonction de la pression normale apparente appliquée à l'interface de contact. En considérant p comme un paramètre d'entrée, le coefficient de frottement macroscopique μ s'exprime par :

$$\mu = \frac{T}{N} = \frac{\tau_M \, S_r}{p \, S_{app}} = \frac{\tau_M}{p} \, f. \tag{5.3}$$

Afin de déterminer la valeur du coefficient de frottement, il est nécessaire de calculer la contrainte de cisaillement macroscopique τ_M et la fraction f à tout instant t.

5.2.1.4 Génération de chaleur à l'interface de contact

Le fait que le frottement soit un phénomène non conservateur conduit à une conversion de l'énergie mécanique en chaleur. Il en résulte la génération d'un flux de chaleur ϕ_i au sein du volume Va_i de l'aspérité i. D'un point de vue purement thermique, chaque aspérité est assimilée à une source de chaleur rectangulaire. Le flux de chaleur ϕ_i est entièrement réparti entre le patin A et le glisseur B tel que :

$$\phi_i = \phi_{Ai} + \phi_{Bi} \, . \tag{5.4}$$

où ϕ_{Ai} représente le flux diffusant vers le corps A et ϕ_{Bi}, le flux diffusant vers le corps B (voir figure 5.3).

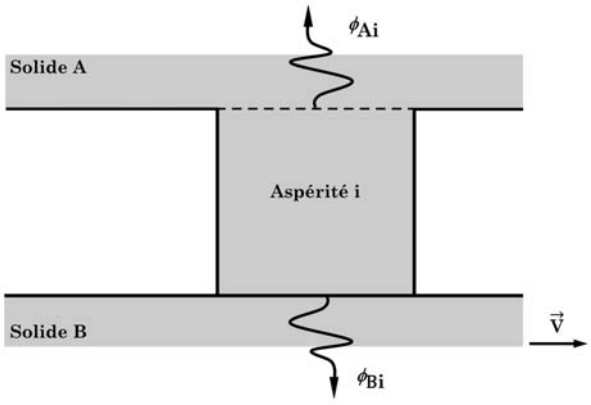


Figure 5.3 – Distribution du flux de chaleur au niveau d'une aspérité i.

Le coefficient de répartition α_i^r définit la part de chaleur absorbée par l'un des deux corps r à l'échelle locale. En attribuant à l'indice r la lettre A pour le patin ou B pour le glisseur, l'équation 5.4 conduit à :

$$\phi_{ri} = \alpha_i^r \, \phi_i \, (r = A \, \text{ou} \, B) \quad ; \quad \alpha_i^A + \alpha_i^B = 1 \, . \tag{5.5}$$

Le fait que la température soit uniforme dans le volume d'une aspérité conduit à une égalité entre la température θa_i d'une aspérité et la température θa_{ri} à la surface de chaque source de chaleur. Localement, il en résulte un équilibre thermique à l'interface de contact entre chaque aspérité (appartenant au patin A) et le glisseur B, à condition que, la continuité du champs de température soit respectée dans le plan d'interaction $z = 0$.

5.2.2 Cisaillement adiabatique des aspérités

La contrainte de cisaillement τ, due au phénomène de frottement entre les deux solides, est définie par la déformation γ, la vitesse de déformation $\dot{\gamma}$, la température locale Θa et le temps t :

$$\tau = \psi(\gamma, \dot{\gamma}, \Theta a, t) \quad ; \quad \Theta a = \theta a_i + \Theta_{amb} \tag{5.6}$$

où θa_i est l'échauffement local d'une aspérité i et Θ_{amb} est la température ambiante. La fonction $\psi(\gamma, \dot{\gamma}, \Theta a, t)$ est définie par une loi thermo-viscoplastique adaptée au comportement du matériau du solide A. Du fait que la contrainte de cisaillement soit considérée comme uniforme dans une aspérité, la déformation γ et la vitesse de déformation $\dot{\gamma}$ sont définies par : $\gamma = \dot{\gamma} t$ et $\dot{\gamma} = V/h$, où t est le temps de chargement pendant lequel une aspérité est cisaillée. Le glissement entre le patin A et le glisseur B résulte d'une succession de cycles dans le processus de cisaillement et de ruptures des aspérités. Les ruptures successives de ces dernières sont dues aux bandes de cisaillement adiabatiques.

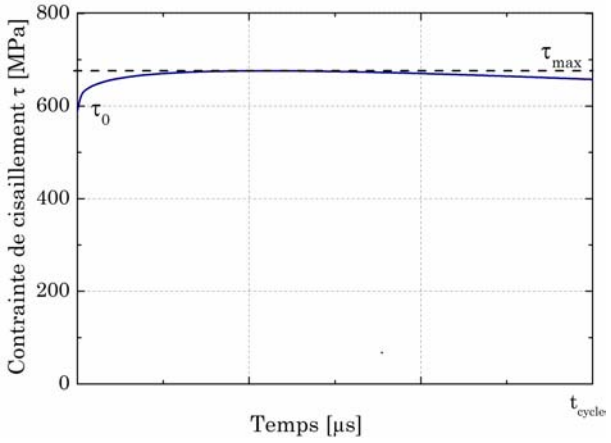


Figure 5.4 – Evolution de la contrainte de cisaillement τ (définie par la loi de Johnson Cook) pendant le processus de cisaillement adiabatique d'une aspérité, de Ti6Al4V pour une vitesse de déformation $\dot{\gamma}$ de 10^4 s^{-1} et une température initiale Θ_0 de 20°C.

En accord avec les travaux de Molinari *et al.* [1999], la contrainte de cisaillement varie de τ_0 à τ_{max} pour un niveau de déformation atteint quasi instantanément, la chute du niveau de contrainte est ensuite très faible et soudaine jusqu'à l'instant de rupture t_{cycle}

et la reprise de la jonction adhésive. Comme illustré en figure 5.4, le niveau de contrainte évolue de $\tau_0 = 590\,\text{MPa}$ à $\tau_{max} = 675$ MPa pour l'alliage de titane Ti6Al4V à 20°C ; il sera donc considéré comme constant et égal à τ_{max}. Dans la suite du modèle, la variable de temps t intervenant dans l'équation 5.6 est remplacée par $t_{cisaillement}$.

Dans le cas d'une aspérité, le premier principe de la thermodynamique est applicable pour chaque cycle de cisaillement. Les hautes vitesses de glissement considérées permettent de se placer en conditions adiabatiques et l'équation de conservation de l'énergie se réduit donc à :

$$\rho\, c\, \dot{\Theta}_a = \tau\, \dot{\epsilon} \tag{5.7}$$

où ρ et c sont respectivement la masse volumique et la capacité thermique massique du solide A. On suppose dans cette relation que toute la puissance mécanique a été transformée en chaleur. Le premier membre de l'équation 5.7 correspond à la densité de flux de chaleur généré par unité de volume au sein d'une aspérité tandis que, le second représente la part de la puissance mécanique volumique transformée en chaleur (100% dans notre cas). En remplacant la valeur de τ, définie dans la relation 5.6, dans l'équation 5.7, on obtient :

$$\rho\, c\, \dot{\Theta}_a = \psi(\dot{\gamma}, \Theta a, t_{cisaillement})\, \dot{\gamma}\,. \tag{5.8}$$

Ayant considéré la vitesse V et la hauteur d'une aspérité h comme des constantes, la vitesse de déformation $\dot{\gamma}$ l'est aussi. Il est donc possible de résoudre l'équation différentielle de premier ordre (5.8) en intégrant par rapport à la variable Θa. En posant $\Theta a = \Theta_0$ à $t_{cisaillement} = 0$, on obtient l'expression de la température Θa en fonction du taux de déformation $\dot{\gamma}$, de la température initiale à chaque cycle Θ_0 et du temps $t_{cisaillement}$. En insérant l'expression de Θa obtenue dans l'équation 5.6, il en résulte :

$$\tau = \psi(\dot{\gamma}, \Theta a(\dot{\gamma}, \Theta_0, t_{cisaillement}), t_{cisaillement})\,. \tag{5.9}$$

En dérivant l'expression de τ (équation 5.9) par rapport au temps, il est possible de calculer l'instant t_{max} pour lequel la contrainte maximale τ_{max} est atteinte lors d'un cycle de cisaillement. En injectant ensuite l'expression de t_{max} dans les expressions de θa et τ (équation 5.9), la contrainte maximale τ_{max} et la température correspondante θa_{max} sont obtenues en fonction de $\dot{\gamma}$ et Θ_0 :

$$\tau_{max} = \Gamma_\tau(\dot{\gamma}, \Theta_0) \quad ; \quad \Theta a_{max} = \Gamma_\Theta(\dot{\gamma}, \Theta_0)\,. \tag{5.10}$$

Pour rappel, l'expression de τ_{max} correspond au niveau de contrainte moyen pendant le processus de cisaillement.

5.2.3 Couplage thermique des aspérités

5.2.3.1 Diffusion de la chaleur à l'interface de contact

Le problème thermique est décrit comme un ensemble de colonnes de sources de chaleur n_{asp} situé à l'interface de contact des deux solides A et B et émettant un flux de chaleur de part et d'autre par conduction dans la matière. Ces sources de chaleur appartiennent au solide A, et sont donc composées du matériau du patin A. Le flux de chaleur généré au niveau de chaque aspérité est entièrement divisé entre les deux solides. Les deux coefficients de répartition α^r définissent le partage du flux à l'interface. La diffusion de la chaleur dans l'épaisseur des deux solides dépend de leurs propriétés thermiques. Les termes k_r, a_r et θ_r sont respectivement la conductivité thermique, la diffusivité thermique et l'élévation de température du corps r.

Les deux corps A et B sont en contact au niveau du plan $z = 0$ où un flux macroscopique uniforme ϕ_0 est appliqué sur la surface de contact réelle. Il est supposé que l'élévation de température s'annule ($\theta_r = 0$) quand t tend vers l'infini et qu'il n'y a pas de production de chaleur en dehors de la surface de contact réelle appartenant au plan $z = 0$ tel que :

$$\varphi(z=0) = \begin{cases} \varphi_0 & \text{sur la surface de contact réelle} \\ 0 & \text{en dehors} \end{cases} . \tag{5.11}$$

En plus de ces conditions aux limites, la continuité du champ de température et de conservation de l'énergie conduit à :

$$\theta_A(z=0) = \theta_B(z=0) = \theta a\,. \tag{5.12}$$

La température des deux corps à $t = 0$ correspond à la température ambiante et l'échauffement à $t = 0$ est nulle. Les conditions initiales sont définies par les relations suivantes :

$$\Theta_r(t=0) = \theta_r(t=0) + \Theta_{amb} \quad ; \quad \theta_r(t=0) = 0\,. \tag{5.13}$$

Les contacts partiels générés au niveau des aspérités conduisent à une discontinuité du flux de chaleur au niveau de la surface de contact apparente. Le profil de température n'est donc pas uniforme à l'interface et des sauts de température sont attendus au niveau de chaque aspérité (ou source de chaleur). Ce profil peut être modélisé en considérant l'influence de chaque source de chaleur sur les autres aspérités décrite par les fonctions de Green.

5.2.3.2 Fonctions de Green

Afin de modéliser l'influence de chaque source de chaleur sur les autres aspérités, les fonctions de Green définies par Carslaw et Jaeger [1959] on été utilisées. Vick et Furey [2001] ont déja traité cette approche purement thermique en 2001 pour deux corps semi-infinis. Les fonctions de Green, décrivant l'influence spatiale de chaque source de chaleur, sont obtenues à partir de la solution pour une source de chaleur ponctuelle qui est donnée par Carslaw et Jaeger [1959] :

$$\theta(x', y', z', x, y, z, t) = \frac{q}{8\,\rho\,c\,(\pi\,a)^{3/2}} \int_0^t exp\left(\frac{-R^2}{4\,a(t-t')}\right) \frac{dt'}{(t-t')^{3/2}} \tag{5.14}$$

avec $R^2 = (x - V(t-t') - x')^2 + (y-y')^2 + (z-z')^2$.

Le terme $\theta(x', y', z', x, y, z, t)$ est l'échauffement à un instant t au point (x, y, z) d'un solide infini due à l'imposition d'un flux de chaleur constant q (en W/m^3) au point (x', y', z') pendant la durée t. Le terme V est la vitesse de la source de chaleur ponctuelle, selon l'axe x, par rapport au solide r.

Afin d'adapter cette solution à une source ponctuelle appliquée à un solide semi-infini dont le plan limite est $z = 0$, la méthode des images est appliquée [Carslaw et Jaeger 1959]. De manière à n'avoir aucun flux traversant le plan $z = 0$, donc aucun échange de chaleur entre les deux solides, une source de chaleur image $(x', y', -z')$ délivrant le même flux q est associée à la source (x', y', z'). La solution s'exprime par :

$$\theta(x', y', z', x, y, z, t) = \frac{q}{8\,\rho\,c\,(\pi\,a)^{3/2}} \int_0^t \left[exp\left(\frac{-R^2}{4\,a\,(t-t')}\right) + exp\left(\frac{-{R_{im}}^2}{4\,a\,(t-t')}\right)\right] \frac{dt'}{(t-t')^{3/2}} \tag{5.15}$$

avec ${R_{im}}^2 = (x - V(t-t') - x')^2 + (y-y')^2 + (z+z')^2$.

La source de chaleur, issue de la puissance mécanique convertie en chaleur, se situe toujours à l'interface de contact, donc z' est égal à 0. La géométrie différente des deux solides (cf. figure 5.5) conduit à des conditions aux limites qui leur sont propres. La relation 5.15 doit donc être adaptée au patin A et à l'éprouvette B.

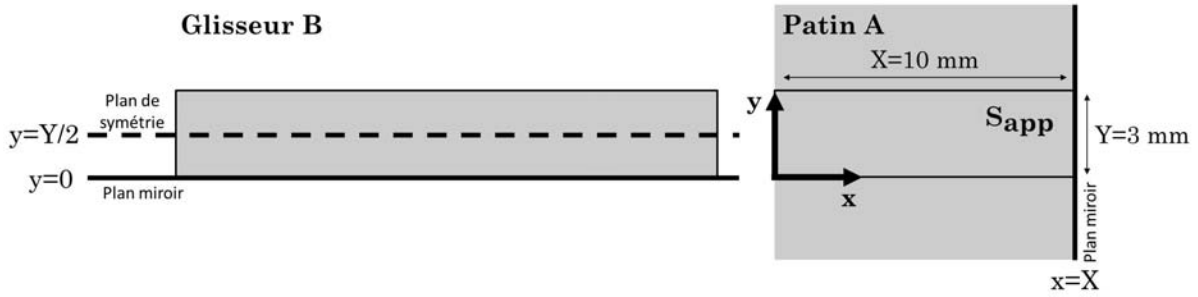


FIGURE 5.5 – Définition de la géométrie du patin A et du glisseur B.

▷ **Solide A (Patin)**

La forme du solide A est similaire à celle du patin utilisé lors des essais expérimentaux (cf. figure 5.5) et étant considéré comme fixe, sa vitesse est nulle. La chaleur générée sur la surface de contact peut donc se propager selon l'axe Y, par contre aucun échange de chaleur n'est admis à l'arrière du patin, là où l'accumulation de chaleur sera maximale. On considère donc le plan $x = X$ comme un plan miroir. La relation 5.15 devient donc :

$$\theta(x', y', z', x, y, z, t) = \frac{q}{8\,\rho\,c\,(\pi\,a)^{3/2}} \int_0^t \sum_{p=1}^{4} \left[exp\left(\frac{-R_p^2}{4\,a(t-t')}\right) + exp\left(\frac{-{R_{p\,im}}^2}{4\,a\,(t-t')}\right)\right] \frac{dt'}{(t-t')^{3/2}} \tag{5.16}$$

avec

$$\begin{aligned} {R_1}^2 &= (x-x')^2 + (y-y')^2 + (z-z')^2 \\ {R_2}^2 &= (x+x'-2\,X)^2 + (y-y')^2 + (z-z')^2\,. \\ {R_{1\,im}}^2 &= (x-x')^2 + (y-y')^2 + (z+z')^2 \\ {R_{2\,im}}^2 &= (x+x'-2\,X)^2 + (y-y')^2 + (z+z')^2\,. \end{aligned}$$

La solution pour une source de chaleur ponctuelle est ensuite intégrée sur la surface d'une aspérité i selon x' et y'. Sachant que $z' = 0$, la solution obtenue à partir de l'équation 5.16 est :

$$\begin{aligned} \theta(x, y, z, t) &= \frac{\varphi_i^r}{4\,\rho\,c\,(\pi\,a)^{3/2}} \int_0^t exp\left(\frac{-z^2}{4\,a\,(t-t')}\right) \\ &\quad (wa_{x1}(x,t,t')\,wa_y(y,t,t') + (wa_{x2}(x,t,t')\,wa_y(y,t,t'))\,\frac{dt'}{(t-t')^{3/2}} \end{aligned} \tag{5.17}$$

avec

$$
\begin{aligned}
wa_{x1}(x,t,t') &= \int_{xc_i-a_i}^{xc_i+a_i} exp\left(\frac{-(x-x')^2}{4\,a\,(t-t')}\right)\,dx'\,,\\
wa_{x2}(x,t,t') &= \int_{xc_i-a_i}^{xc_i+a_i} exp\left(\frac{-(x+x'-2\,X)^2}{4\,a\,(t-t')}\right)\,dx'\,,\\
wa_{y}(y,t,t') &= \int_{yc_i-b_i}^{yc_i+b_i} exp\left(\frac{-(y-y')^2}{4\,a\,(t-t')}\right)\,dy'\,,
\end{aligned}
$$

où φ_i^r est la densité de flux de chaleur produite par cisaillement adiabatique à chaque aspérité source i appliquée au solide r. En introduisant la fonction d'erreur gaussienne "erf", pour résoudre les intégrales définies précédemment, les expressions suivantes sont obtenues :

$$
\begin{aligned}
wa_{x1}(x,t,t') &= \sqrt{\pi\,a\,(t-t')}\left[erf\left(\frac{x-xc_i+a_i}{2\sqrt{a(t-t')}}\right)+erf\left(\frac{xc_i+a_i-x}{2\sqrt{a(t-t')}}\right)\right]\\
wa_{x2}(x,t,t') &= \sqrt{\pi\,a\,(t-t')}\\
&\quad\left[erf\left(\frac{x+xc_i+a_i-2\,X}{2\sqrt{\alpha(t-t')}}\right)+erf\left(\frac{-xc_i+a_i-x+2\,X}{2\sqrt{\alpha(t-t')}}\right)\right]\\
wa_{y}(y,t,t') &= \sqrt{\pi\,a\,(t-t')}\left[erf\left(\frac{y-yc_i+b_i}{2\sqrt{a(t-t')}}\right)+erf\left(\frac{yc_i+b_i-y}{2\sqrt{a(t-t')}}\right)\right]\,,
\end{aligned}
$$

La fonction de Green $G_i^a(x,y,z,t)$ de l'aspérité i est donc définie par :

$$
\begin{aligned}
G_i^a(x,y,z,t) &= \frac{1}{4\,\rho\,c\,(\pi\,a)^{3/2}}\int_0^t exp\left(\frac{-z^2}{4\,a\,(t-t')}\right)\\
&\quad\left(wa_{x1}(x,t,t')\,wa_y(y,t,t')+(wa_{x2}(x,t,t')\,wa_y(y,t,t'))\,\frac{dt'}{(t-t')^{3/2}}\right.
\end{aligned}
\tag{5.18}
$$

Ici, G_i^a correspond à l'échauffement local au point (x,y,z) du solide A à l'instant t due à un flux de chaleur unitaire généré à la surface de l'aspérité i pendant la durée t.

▷ Solide B (Glisseur)

La forme du glisseur est similaire à celle de l'éprouvette des essais expérimentaux (cf. figure 5.5). La chaleur générée sur la surface de contact peut donc se propager selon l'axe X, par contre aucun échange de chaleur n'est admis sur les bords (pour $y = 0$ et $y = Y$). La répartition de chaleur étant symétrique, on considère le plan $y = Y/2$ comme plan de symétrie. On ne considère donc que le plan $y = 0$ comme un plan miroir pour $0 < y < Y/2$.

L'application de ces deux conditions conduit à l'expression de la fonction de Green du solide B suivante :

$$\begin{aligned} G_i^b(x,y,z,t) &= \frac{1}{4\,\rho\,c\,(\pi\,a)^{3/2}} \int_0^t exp\left(\frac{-z^2}{4\,a\,(t-t')}\right) \\ &\quad (wb_x(x,t,t')\,wb_{y1}(y,t,t') + (wb_x(x,t,t')\,wb_{y2}(y,t,t'))\,\frac{dt'}{(t-t')^{3/2}} \end{aligned} \tag{5.19}$$

$$\text{avec } G_i^b(\text{x,y,z,t}) = G_i^b(x,Y-y,z,t) \text{ et } 0<\text{y}<\text{Y}/2 \tag{5.20}$$

où :

$$\begin{aligned} wb_x(x,t,t') &= \sqrt{\pi\,a\,(t-t')} \\ &\quad \left[erf\left(\frac{x-xc_i+a_i-di}{2\sqrt{a(t-t')}}\right) + erf\left(\frac{xc_i+a_i-x+di}{2\sqrt{a(t-t')}}\right)\right], \\ wb_{y1}(x,t,t') &= \sqrt{\pi\,a\,(t-t')}\left[erf\left(\frac{y-yc_i+b_i}{2\sqrt{a(t-t')}}\right) + erf\left(\frac{yc_i+b_i-y}{2\sqrt{a(t-t')}}\right)\right], \\ wb_{y2}(y,t,t') &= \sqrt{\pi\,a\,(t-t')}\left[erf\left(\frac{y+yc_i+b_i}{2\sqrt{a(t-t')}}\right) + erf\left(\frac{-yc_i+b_i-y}{2\sqrt{a(t-t')}}\right)\right], \end{aligned}$$

avec di la distance parcourue par la source entre les instants t' et t.

5.2.3.3 Échauffement local θa

L'augmentation de température moyenne θa_{ij} au sein d'une aspérité j due au flux φ_i^r appliqué par l'aspérité i au solide r est calculée en moyennant les réponses ponctuelles à cette même source $\theta^r(x,y,z,t)$ sur la surface de l'aspérité j au niveau du plan $z=0$:

$$\theta a_{ij} = \varphi_i^r\,W_{ij}^r(t) \tag{5.21}$$

avec

$$W_{ij}^{a}(t) = \frac{1}{16\,a_j\,b_j\,\rho\,c\,(\pi\,a)^{3/2}} \int_0^t exp\left(\frac{-z^2}{4\,a\,(t-t')}\right) \left[\left(\int_{xc_j-a_j}^{xc_j+a_j} (wa_{x1}(x,t,t') + wa_{x2}(x,t,t'))\,dx\right)\left(\int_{yc_j-b_j}^{yc_j+b_j} wa_y(y,t,t')\,dy\right)\right] \frac{dt'}{(t-t')^{3/2}}$$

$$W_{ij}^{b}(t) = \frac{1}{16\,a_j\,b_j\,\rho\,c\,(\pi\,a)^{3/2}} \int_0^t exp\left(\frac{-z^2}{4\,a\,(t-t')}\right) \left[\left(\int_{xc_j-a_j}^{xc_j+a_j} wb_x(x,t,t')\,dx\right)\left(\int_{yc_j-b_j}^{yc_j+b_j} (wb_{y1}(y,t,t') + wb_{y2}(y,t,t'))\,dy\right)\right] \frac{dt'}{(t-t')^{3/2}}$$

La fonction $W_{ij}^{r}(t)$ est la fonction d'influence thermique d'une aspérité i sur une aspérité j au sein du solide r. L'augmentation de température moyenne θa_j de l'aspérité j est finalement obtenue à partir de l'équation 5.21 en sommant l'ensemble des réponses θa_{ij} de toutes les aspérités en présence (i varie de 1 à n_{asp}) :

$$\theta a_j = \sum_{i=1}^{n_{asp}} \varphi_i^r\, W_{ij}^r(t)\,. \tag{5.22}$$

En se basant sur l'équilibre thermique à l'interface (voir équation 5.12) et l'expression de θa_j (équation 5.22) on obtient :

$$\sum_{i=1}^{n_{asp}} \varphi_i^A\, W_{ij}^A(t) = \sum_{i=1}^{n_{asp}} \varphi_i^B\, W_{ij}^B(t)\,, \tag{5.23}$$

où j varie de 1 à n_{asp}.

En divisant les flux utilisés dans l'équation de conservation de l'énergie (équation 5.4) par la surface de chaque aspérité, on obtient :

$$\varphi_i = \varphi_i^A + \varphi_i^B\,. \tag{5.24}$$

En combinant les équations 5.23 et 5.24, et en introduisant les coefficients de répartition du flux de chaleur α_i^r (voir équation 5.5), on obtient :

$$\sum_{i=1}^{n_{asp}} \alpha_i^A\, W_{ij}^A(t) = \sum_{i=1}^{n_{asp}} (1-\alpha_i^A)\, W_{ij}^B(t) \tag{5.25}$$

où j varie de 1 à n_{asp}.

Le système 5.25 permet de résoudre le problème thermique en se basant sur l'utilisation des fonctions de Green. En effet, dans le cas où les propriétés thermiques ne dépendent pas de la température et sont considérées comme constantes tout au long de l'interaction, les n_{asp} équations 5.25 permettent d'obtenir les n_{asp} variables α_i^A. Les n_{asp} variables α_i^B

sont exprimées à partir de l'équation 5.5 et permettent de déterminer le flux de chaleur ϕ_{ri} produit dans chaque aspérité i et se diffusant dans le solide r. Enfin, l'expression donnée par l'expression 5.22 mène à l'obtention du champ de températures locales θa_i sur la surface de contact.

Toutefois, pour résoudre le problème thermique, il est nécessaire de connaitre le flux local ϕ_i produit par le cisaillement adiabatique ayant lieu dans chaque aspérité i. Pour cela, le couplage entre les interactions thermiques, décrit par les fonctions de Green, et la loi de comportement en cisaillement du matériau constituant les aspérités (Solide A) s'impose.

5.2.4 Couplage des réponses mécanique (τ) et thermique (θa)

Afin d'obtenir les profils de température, les contraintes de cisaillement, et le coefficient de frottement à l'interface de contact, il est nécessaire de procéder au couplage des réponses thermique et mécanique. L'utilisation du modèle mécanique pour exprimer la valeur de la contrainte de cisaillement dépend de l'inconnue Θ_0. Ce paramètre correspond à la température initiale d'une aspérité au moment du cycle de cisaillement et constitue la variable inconnue du couplage thermomécanique dont dépendent tous les autres paramètres du problème à travers les expressions de τ_{max} et θa_{max} de l'expression 5.10.

La résolution du problème thermique met en évidence la dépendance de la température au flux φ_i. Ce paramètre est la densité de flux de chaleur produite par une aspérité i.

Afin de résoudre le problème, on suppose que le flux de chaleur φ est uniforme sur la surface de contact réelle et est égal à la valeur macroscopique φ_0 telle que :

$$\varphi = \varphi_0. \tag{5.26}$$

Le flux φ_i^r diffusant vers le solide r à l'échelle de l'aspérité dépend quant à lui des coefficients de répartition de la chaleur α_i^r. Cette densité de flux, non constante, s'exprime par :

$$\varphi_i^r = \alpha_i^r \, \varphi_0 \tag{5.27}$$

où α_i^r dépend du temps considéré et de la position de l'aspérité i.

En se basant sur les équations 5.5, 5.22 et 5.26, l'augmentation de température moyenne $\bar{\theta}a$ sur l'ensemble des aspérités n_{asp} s'écrit :

$$\bar{\theta}a = \frac{1}{n_{asp}} \sum_{i=1}^{n_{asp}} \theta a_i = \varphi_0 \, S^r(t) \tag{5.28}$$

avec

$$S^r(t) = \frac{1}{n_{asp}} \sum_{i=1}^{n_{asp}} \left[\alpha_{ri} \sum_{j=1}^{n_{asp}} W_{ij}^r(t) \right] .$$

Le terme $S^r(t)$ correspond à la fonction d'influence équivalente de la surface de contact sur le corps r.
La densité de flux de chaleur φ_i appliqué par l'aspérité i est définie par l'expression de conservation de l'énergie en cisaillement adiabatique :

$$\varphi_i = \tau_i \, \dot{\epsilon} \, h = \tau_i \, V \tag{5.29}$$

En faisant la moyenne de l'équation 5.29, le flux de chaleur macroscopique φ_0 peut être exprimé en fonction de la contrainte macroscopique de cisaillement τ_M :

$$\varphi_0 = \tau_M \, V \tag{5.30}$$

En introduisant cette expression dans l'équation 5.28, on obtient :

$$\bar{\theta}a = \tau_M \, V \, S^r(t) \tag{5.31}$$

Une homogénéisation par les champs moyens est utilisée pour résoudre le problème. Un niveau de contrainte de cisaillement de référence τ_{ref} est considéré. Le principe de cette méthode repose sur le fait de considérer l'ensemble des aspérités n_{asp} comme une aspérité équivalente dans laquelle la contrainte de cisaillement vaut τ_{ref}. La surface de l'aspérité équivalente est la taille de la surface de contact réelle S_r. La valeur de la contrainte τ_{ref} correspond à la valeur macroscopique τ_M définie dans l'équation 5.6, telle que :

$$\tau_{ref} = \tau_M = \psi(\epsilon, \dot{\epsilon}, \bar{\Theta}a, t) \tag{5.32}$$

avec $\bar{\Theta}a = \bar{\theta}a + \Theta_{amb}$.

Où $\bar{\Theta}a$ et $\bar{\theta}a$ sont respectivement la température moyenne et l'augmentation de température au niveau de la surface de contact réelle. Comme définit précédemment, les valeurs τ_M et $\bar{\theta}a$ sont respectivement considérées comme égales à $\tau_{M\,max}$ et $\bar{\theta}a_{max}$. L'équation 5.10 permet de définir les expressions de τ_M et $\bar{\theta}a$ en fonction de $\dot{\gamma}$ et $\Theta_{0\,M}$:

$$\tau_M = \tau_{M\,max} = \Gamma_\tau(\dot{\gamma}, \Theta_{0\,M}) \quad ; \quad \bar{\Theta}a = \bar{\Theta}a_{max} = \Gamma_\Theta(\dot{\gamma}, \Theta_{0\,M}) \, . \tag{5.33}$$

Finalement, en combinant les équations 5.31, 5.32 et 5.33, on obtient l'équation finale à une inconnue $\Theta_{0\,M}$ suivante :

$$\Gamma_\Theta(\dot{\gamma}, \Theta_{0\,M}) - \Theta_{amb} = \Gamma_\tau(\dot{\gamma}, \Theta_{0\,M})\, V\, S^r(t)\,. \tag{5.34}$$

La résolution du problème thermique permet de calculer la valeur du terme $S^r(t)$ et celle de l'équation 5.34 permet d'obtenir la valeur de $\Theta_{0\,M}$. Il est donc ensuite possible d'obtenir les expressions de τ_M et $\bar{\Theta}a$ à partir des relations 5.33 et φ_0 avec la relation 5.30. A ce stade, la valeur du coefficient de frottement macroscopique μ ($\mu = f\,\tau_M/p$) peut être exprimée en fonction de la fraction f qui demande à être calibrée expérimentalement.

En considérant un flux uniforme φ_0 (cf. équation 5.30) appliqué à l'interface de contact, il est également possible d'obtenir les champs de température $\theta^r(x, y, z, t)$ par application des équations 5.27 et 5.22 comme suit :

$$\theta^r(x, y, z, t) = \varphi_0 \sum_{i=1}^{n_{asp}} \alpha_i^r\, G_i^r(x, y, z, t)\,. \tag{5.35}$$

Connaissant les valeurs de θa_i, il est ensuite possible de calculer les valeurs des températures initiales à chaque cycle de cisaillement Θ_0 pour chaque aspérité et ensuite en déduire les contraintes de cisaillement à l'échelle locale.

Ce modèle a été mis au point par Coulibaly *et al.* [2014] dans le cas d'un contact acier-acier à grande vitesse. Les auteurs définissent la surface réelle de contact par un ensemble d'aspérités rectangulaires dont la position et la taille sont connues. A partir des propriétés du matériau et de la vitesse de glissement (considérée constante dans cette étude), ils déterminent la répartition des températures et des contraintes de cisaillement à l'échelle macroscopique et locale (i.e. de l'aspérité). Une accumulation de chaleur dans la zone de sortie du contact, ainsi qu'une concentration de contrainte en entrée ont été mises en évidence. Les résultats obtenus restent théoriques et demandent à être associés à une étude expérimentale pour déterminer la fraction f.

5.3 Application au couple Ti6Al4V-Ti6Al4V

Le modèle de couplage thermomécanique présenté a été appliqué à notre étude (couple de matériaux, géométrie, conditions de glissement). Les particularités de modélisation et les résultats obtenus sont présentés dans la suite de ce chapitre.

5.3.1 Validation de la réponse thermique

Dans le cas d'un contact à grande vitesse entre deux corps métalliques, les sollicitations thermomécaniques intenses conduisent à une modification importante de l'état de surface au cours de l'interaction de glissement. Il n'est donc pas envisageable d'utiliser la topographie des pièces en contact avant frottement. Il est donc supposé que d'un point de vue thermique, l'ensemble des aspérités constituant la surface réelle de frottement peuvent être considérées comme une aspérité unique. L'influence de cette source surfacique sur la surface de contact apparente permet de calculer les températures moyennes et locales à tout instant t. La taille de cette aspérité est similaire à la surface apparente de contact et sa puissance calorifique macroscopique produite par frottement est définie par :

$$\varphi_0 = \mu\, p\, V \tag{5.36}$$

Les fonctions de Green du patin (solide A) et de l'éprouvette (solide B) sont identiques à celles définies précédemment (cf. relations 5.18 et 5.19). Avant d'utiliser la réponse thermique dans une approche couplée, il est nécessaire de valider la solution obtenue. Pour cela, la solution analytique en 3D des températures moyennes et locales de la surface apparente de contact est comparée à celle obtenue numériquement en 2D.

Dans le but d'évaluer uniquement l'approche thermique, les valeurs du coefficient de frottement μ, de la pression normale apparente p, et l'évolution de la vitesse V sont fixées de manière à rester en cohérence avec les données expérimentales :

$$\begin{aligned} \mu &= \bar{\mu}_{exp} = 0.19 \\ p &= 100\,\text{MPa} \\ V &= 45\,\text{m/s à t=0} \\ &\quad\ 25\,\text{m/s à t=1.5 ms (tendance linéaire)} \end{aligned}$$

Rappelons que dans la suite du chapitre, la vitesse V et le coefficient de frottement μ ne seront pas des paramètres d'entrée du modèle thermomécanique, ils seront calculés à

chaque incrément de temps.

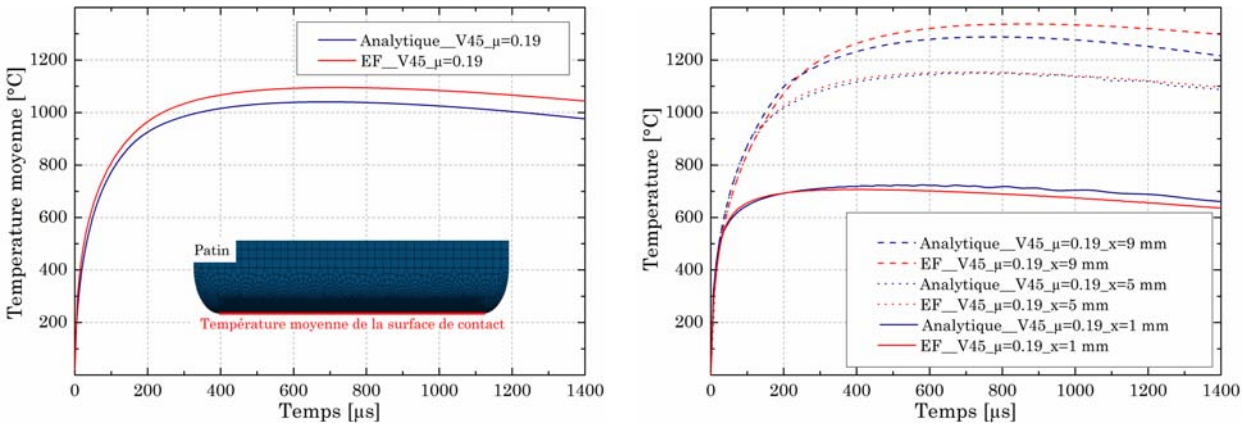
Ayant considéré une seule aspérité, les solutions analytiques sont obtenues grâce aux relations 5.21, 5.19 et 5.18 et exprimées comme suit :

$$\bar{\theta a} = \alpha^r \, \varphi_0 \, W^r \tag{5.37}$$

$$\theta a_{(x,y,z)} = \alpha^r_{(x,y,z)} \, \varphi_0 \, W^r_{(x,y,z)} \tag{5.38}$$

où α^r et $\alpha^r_{(x,y,z)}$ sont respectivement le coefficient de répartition du flux de chaleur moyen et local au point (x,y,z). W^r et $W^r_{(x,y,z)}$ sont respectivement les fonctions d'influence moyenne (influence d'une source de chaleur surfacique sur une surface obtenue par intégration des termes (x', y') et (x, y) suivant les dimensions de la surface apparente de contact) et locale au point (x,y,z) (influence d'une source de chaleur surfacique sur un point obtenue par intégration des termes (x', y') selon les dimensions de la surface apparente de contact).
Le calcul des termes α_r, $\alpha^r_{(x,y,z)}$, $W^r_{(x,y,z)}$ et W^r ne peut être réalisé indépendamment de la température, car les propriétés thermiques ne sont pas constantes. En effet, dans le cas du Ti6Al4V, la conductivité thermique et la capacité thermique massique sont fortement sensibles à la température (cf. section 1.2.3.4). Lors de l'intégration de la variable t' entre 0 et t, ll est donc nécessaire de calculer la température à chaque incrément de temps pour mettre à jour les valeurs des propriétés thermiques.

Afin d'évaluer la solution analytique, une modélisation numérique en 2D (sous Abaqus 6.13) basée sur le déplacement d'une source de chaleur est utilisée. Le modèle est similaire à celui présenté dans le chapitre 3 (cf. section 3.2.1.1). Une source de chaleur de longueur 10 mm, de puissance φ_0, se déplace à la vitesse V. La température moyenne de la surface de contact du patin est calculée en moyennant les températures des n¡uds à l'interface de contact (cf. "température moyenne de la surface de contact" sur la figure 5.6). Les températures locales correspondent aux températures nodales du point considéré. Les résultats obtenus pour la réponse purement thermique sont présentés en figure 5.6.



(a) Température moyenne. (b) Températures locales.

FIGURE 5.6 – Réponse purement thermique pour un couple Ti6Al4V-Ti6Al4V pour la position longitudinale médiane (i.e. y=1.5 mm).

La comparaison des températures moyennes calculées analytiquement et numériquement révèle une tendance similaire avec toutefois un faible écart pour les hautes températures. Ce dernier atteint au maximum 4.5%. L'analyse des températures locales dans la zone d'entrée (x=1 mm), au centre (x=5 mm), et à l'arrière (x= 9 mm) du contact met en avant des réponses similaires pour $t < 200$ µs, puis une divergence s'accentue légèrement dans le temps. Les deux solutions restent tout de même très proches avec au maximum une différence de 7%.

L'analyse des solutions moyennes et locales a révélé de faibles différences que deux raisons peuvent expliquer. La première réside dans la considération des propriétés thermiques par l'approche analytique. En effet, la conductivité thermique et la capacité thermique massique ont été calculées au point réponse, alors que théoriquement, il faudrait considérer les propriétés thermiques moyennes entre la source et le point réponse. La deuxième explication se trouve dans le niveau 2D de la modélisation numérique qui, de par la simulation unidirectionnelle (suivant l'axe x) qui en découle, ne prend pas en compte les effets de bords ayant lieu sur les côtés latéraux de l'éprouvette B.

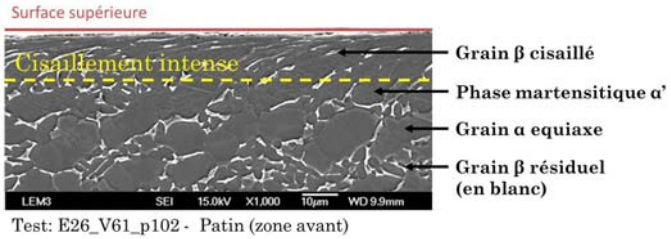
Les très faibles écarts observés permettent néanmoins de valider la réponse thermique du modèle analytique.

5.3.2 Paramètres d'entrée du modèle thermomécanique

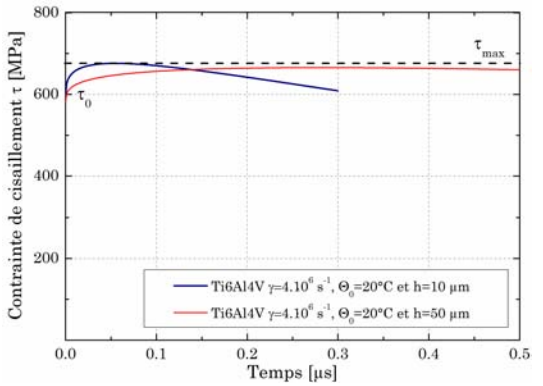
5.3.2.1 Hauteur h de l'aspérité

Lors de l'implémentation du modèle thermomécanique, il est nécessaire de fixer la hauteur h de l'aspérité cisaillée. La valeur de cette dernière conditionne la vitesse de déformation, calculée par la relation $\dot{\epsilon} = V/h$. Plusieurs auteurs [Yuan *et al.* 2009, Lodygowski *et al.* 2011b, List *et al.* 2013] estiment que la vitesse de déformation atteint des valeurs comprises entre 10^6 et $10^7 s^{-1}$ lors d'interactions de glissement à grande vitesse. Dans le cadre de notre étude, où les vitesses étudiées vont de 8 à 65 m/s, la hauteur h théorique serait donc comprise entre 0.8 et 65 µm. La mesure de ce paramètre de manière expérimentale est très complexe. Il est toutefois possible de l'estimer en mesurant l'épaisseur de la couche fortement cisaillée à partir d'observations *post mortem* de la microstructure (cf. zone 3 dans la décomposition en sous-couche de la figure 4.14a). La figure 5.7a permet d'identifier l'épaisseur où les grains β résiduels sont allongés dans la direction de glissement. Pour l'ensemble des configurations étudiées (cf. tableau 3.1), l'épaisseur mesurée varie de quelques micromètres à 50 µm. A noter qu'aucune relation directe entre la pression normale apparente appliquée et la hauteur h n'a été constatée.

La figure 5.7b présente l'évolution de la contrainte de cisaillement au cours du cycle de cisaillement adiabatique d'une aspérité pour des hauteurs h de 10 et 50 µm. La variation de la valeur de la contrainte maximale τ_{max} est inférieure à 2%. La valeur du paramètre h a donc été raisonnablement fixée à 10 µm pour la suite de l'étude.



(a) Définition de la couche fortement cisaillée.



(b) Evolution de la contrainte de cisaillement au cours du cycle de cisaillement adiabatique d'une aspérité.

FIGURE 5.7 – Analyse de l'influence de la hauteur cisaillée h sur τ_{max}.

5.3.2.2 Évolution de la vitesse de glissement

La vitesse initiale de glissement V_i est un paramètre d'entrée du modèle dont l'effet est majeur sur les résultats. Comme la valeur de la vitesse n'est pas constante et diminue au cours du temps du fait de la résistance induite par le frottement, son évolution au cours de l'interaction est calculée à chaque incrément de temps. La variation de l'énergie cinétique dépend uniquement des forces de frottement pour une longueur de glissement connue. En admettant que la vitesse V_t est constante pour un incrément de temps dt très petit, la longueur de glissement peut être approchée par $V_t\,dt$. Ainsi, par application du théorème de l'énergie cinétique, la vitesse V_{t+1} se calcule ensuite par :

$$V_{t+1} = \sqrt{V_t^2 - \frac{2\,\mu\,N\,V_t\,dt}{m}} \tag{5.39}$$

où m est la moitié de la masse de l'éprouvette (i.e. 50g dans notre cas). En appliquant cette relation pour t variant de 0 à t_{int} (durée totale de l'interaction), il est possible de calculer le profil de vitesse au cours de l'interaction.

En pratique, il est plus rigoureux de considérer la phase de montée en vitesse de l'éprouvette. Cette durée peut être mesurée expérimentalement (cf. figure 2.7), ou calculée numériquement (cf. figure 3.7). Cependant, le calcul analytique de cette durée s'avère trop complexe pour être pris en compte dans le modèle thermomécanique. La durée de montée en vitesse a donc été fixée à 65 µs pour l'ensemble des configurations étudiées. Ce paramètre (i.e. durée de montée en vitesse) a une influence directe sur le flux de chaleur φ_0 et donc sur l'adoucissement thermique des contraintes à l'interface. Néanmoins, son influence se limite à une durée très courte et devient même négligeable dans la phase de calcul du coefficient de frottement moyen (cf. zone 2 du signal présenté en figure 2.10).
La vitesse de glissement est donc imposée pendant la phase de montée de 65 µs, où elle évolue linéairement de 0 à V_i, puis est calculée par le biais de la relation 5.39 à chaque incrément de temps.

5.3.3 Algorithme de calcul

L'application du modèle au couple Ti6Al4V-Ti6Al4V soulève plusieurs modifications sur l'algorithme de calcul mis au point dans le cas général (cf. section 5.2.4). La localisation des différentes aspérités étant inconnue, la surface réelle de contact est simplement définie par $S_r = f\,S_{app}$. Dans le cadre de notre étude, une aspérité unique est considérée. La puissance thermique de cette dernière se calcule par :

$$\varphi_0 = \mu\,p\,V = f\,\tau_M\,V \tag{5.40}$$

où la fraction f et la pression normale apparente p sont considérées constante au long de l'interaction. La contrainte de cisaillement macroscopique τ_M à chaque instant t de l'interaction est calculée à l'aide du couplage thermomécanique. Dans un premier temps la valeur de f évolue de manière itérative jusqu'à obtenir une corrélation entre le coefficient de frottement moyen $\bar{\mu}$ calculé et celui mesuré par le tribomètre. L'ensemble des calculs s'effectue à l'échelle de la surface apparente et permet d'obtenir les grandeurs macroscopiques φ_0, τ_M, $\bar{\theta a}$ et α^r au cours du temps. La valeur numérique du flux macroscopique φ_0 est ensuite injectée dans le modèle purement thermique pour calculer l'évolution spatiale et temporelle des températures locales sur la surface apparente de contact.

5.3.3.1 Cisaillement adiabatique d'une aspérité en Ti6Al4V

Le comportement mécanique de l'aspérité est défini par la loi de Johnson-Cook. Son expression, ainsi que les paramètres utilisés ont été définis dans la section 1.2.3.3. La forme mathématique de cette dernière ne permet pas de résoudre l'équation différentielle 5.8. Il n'est donc pas possible d'obtenir directement l'expression de τ_{max}.
Le problème a donc été traité numériquement pour un ensemble de températures initiales Θ_0 et de vitesses V. Les résultats obtenus, sous la forme de la figure 5.4, permettent de calculer τ_{max} et Θa_{max}. L'ensemble des données a ensuite été utilisé pour construire la fonction $\tau_{max}(V, \Theta a_{max})$ par interpolation. La relation obtenue pour une hauteur d'aspérité h de 10 µm est :

$$\tau_{max}(V, \Theta a_{max}) = 8.3\,10^8 + 378\,471\,V - 661\,307\,\Theta a_{max} \tag{5.41}$$

où toutes les valeurs des grandeurs s'expriment en unité du Système International. Cette expression, uniquement valable dans le cas du Ti6Al4V, permet de traiter à elle seule le problème mécanique pour toute vitesse V et toute température Θa_{max}.

5.3.3.2 Calcul des grandeurs macroscopiques

La forte dépendance des propriétés thermiques à la température empêche de traiter le problème thermique en amont pour obtenir la valeur de $S^r(t)$. Il est nécessaire de calculer de manière itérative la température et les fonctions d'influence W^A et W^B à chaque instant t'. La figure 5.8 présente l'algorithme de calcul des grandeurs moyennes. Les paramètres d'entrée sont la vitesse initiale de glissement, la hauteur d'aspérité et la pression normale apparente.
Ce modèle adapté aux conditons expérimentales permet de calculer la valeur de la contrainte macroscopique de cisaillement en fonction de la fraction f et donc le coefficient de frotte-

ment μ. La vitesse de glissement, le flux moyen, le coefficient de répartition moyen et la température moyenne sont aussi calculés tout au long de l'interaction.

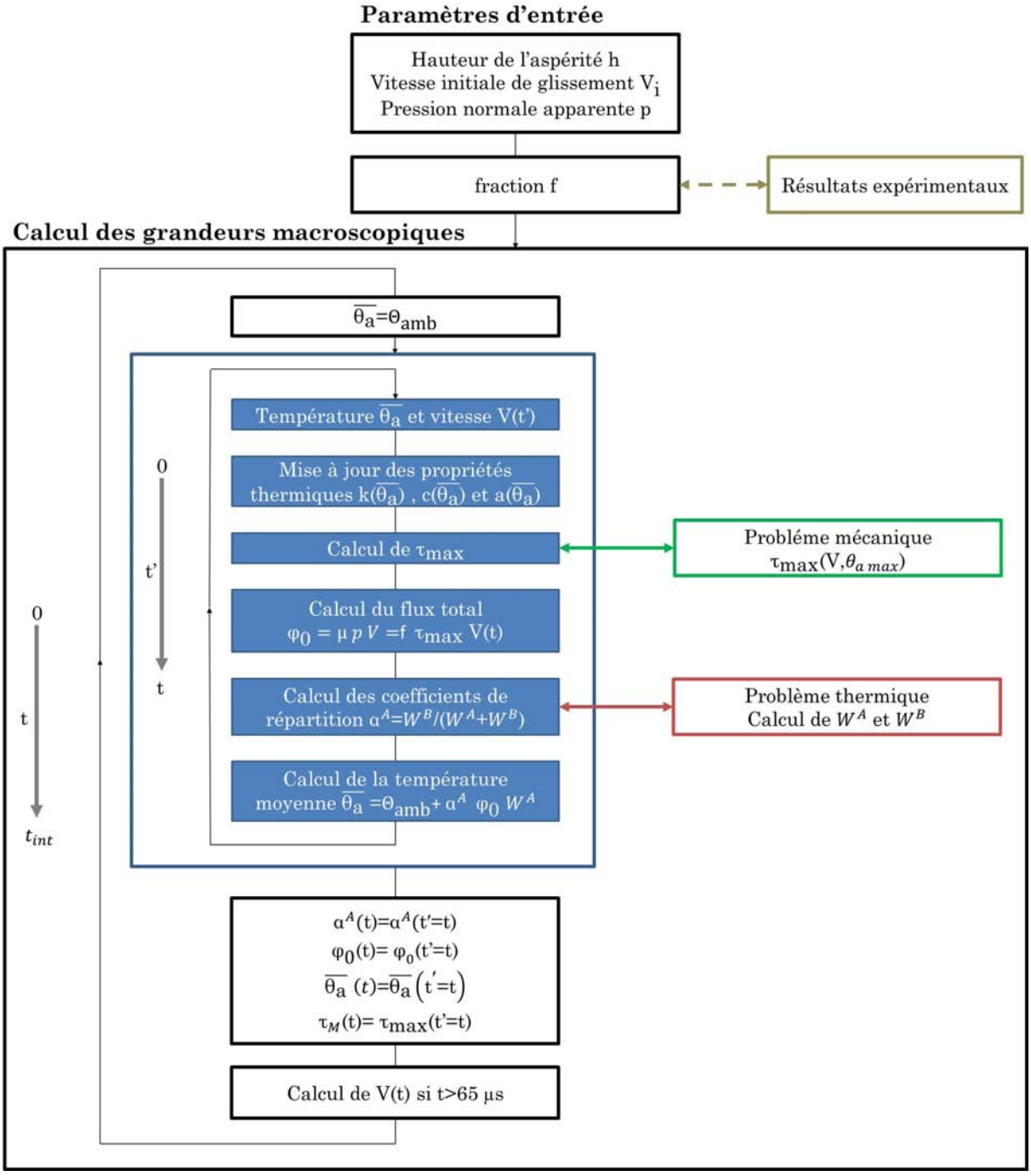


FIGURE 5.8 – Algorithme de calcul des grandeurs moyennes.

5.3.4 Analyse de l'évolution de la surface réelle de contact

5.3.4.1 Détermination de la fraction f

La fraction f a été déterminée pour chacun des essais. Le critère retenu est le coefficient de frottement moyen de l'essai, calculé par $\bar{\mu} = \bar{T}/N$ où N est l'effort normal imposé (i.e. paramètre d'entrée du modèle). Les valeurs expérimentales de $\bar{\mu}$ sont celles reportées dans le tableau 3.1 tandis que celles issues du modèle ont été calculées pour $500 < t < 1500$ µs pour $8 < V_i < 61$ m/s et $500 < t < 1000$ µs pour $V_i \geq 61$ m/s (cf. zone 2 sur la figure 2.10). Afin de se placer dans des conditions similaires à celles de l'étude expérimentale, les calculs ont été réalisés à vitesse constante (i.e. imposée durant toute l'interaction) pour $V = 8$ m/s tandis que ceux pour $V > 40$ m/s sont à vitesse variable (décélération pilotée par la relation 5.39).

Le tableau 5.1 présente les essais utilisés pour déterminer la fraction f propre à chaque configuration de glissement, ainsi que les valeurs obtenues.

Essais	**Configurations modélisées**	**f (%)**
E153_V8_p101	V8_p100	30
E41_V40_p100	V40_p100	6
E26_V61_p102	V61_p100	6
E90_V8_p285	V8_p285	70
E118_V44_p269	V40_p270	12
E107_V68_p257	V65_p260	12

Tableau 5.1 – Valeur de la fraction f pour chaque configuration étudiée.

La figure 5.9 présente les efforts tangentiels mesurés et calculés pour chacune des configurations. Les courbes bleues et vertes sont issues des mesures expérimentales. Les traits rouges en pointillés correspondent à l'effort tangentiel de frottement calculé $T = f\,\tau_{max}\,S_{app}$. Une chute importante des efforts de frottement mesurés est observée durant les premiers instants de contact pour l'ensemble des essais. Les valeurs issues du modèle thermomécanique reproduisant cette tendance, cela indique que l'origine de cette chute est liée à un adoucissement thermique des matériaux en contact. On note l'influence de la durée de la montée en vitesse (i.e. 65 µs) sur la pente de cette décroissance.

Une très bonne corrélation entre les valeurs calculées et mesurées est à noter. Bien que la valeur de la fraction f ait été déterminée à partir de la valeur moyenne du coefficient de frottement entre 500 et 1500 µs, les valeurs semblent en adéquation sur toute la plage temporelle de l'essai. Cela permet de conclure que la fraction f reste relativement stable durant chacun des essais. L'évolution de la taille de la surface de contact réelle au cours

de l'essai peut donc être considérée comme négligeable, tout du moins pour la plage de vitesses et de pressions étudiées.

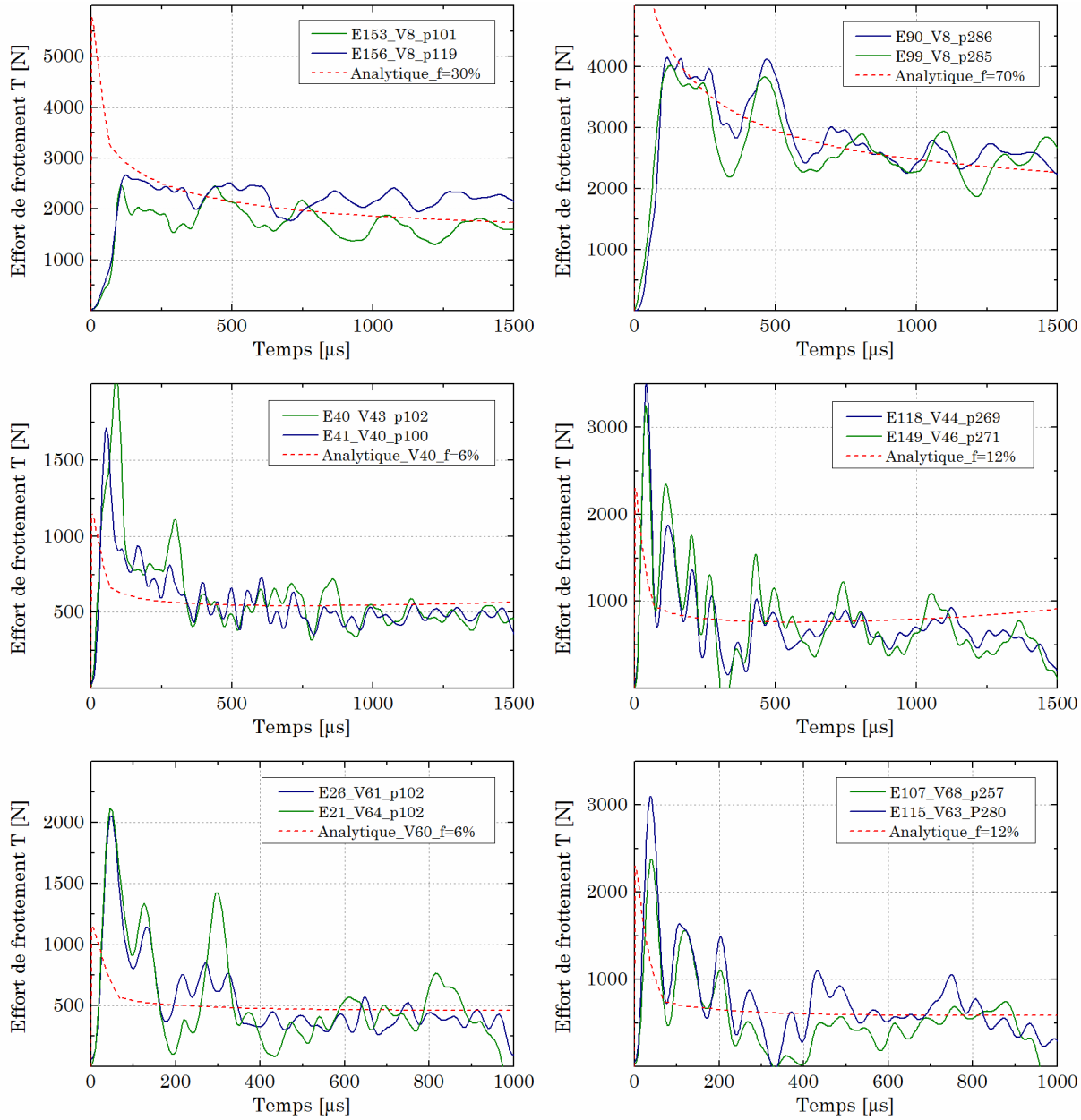


FIGURE 5.9 – Efforts tangentiels mesurés et calculés pour l'ensemble des configurations étudiées.

La fraction f peut aussi être déterminée par l'ajustement de la pente de la chute de vitesse calculée jusqu'à ce qu'elle coïncide avec celle mesurée, pour les essais où $V > 40$ m/s (i.e. avec décélération). La figure 5.10 présente l'évolution de la vitesse de glissement déterminée à partir de l'enregistrement vidéo (marqueurs bleus) et les valeurs calculées pour $t > 65$ µs (trait rouge). La valeur de la fraction f obtenue à partir de la chute de

vitesse est la même que celle reportée dans le tableau 5.1. De plus, il est également à noter une correspondance des valeurs calculées et mesurées durant le reste de l'interaction.

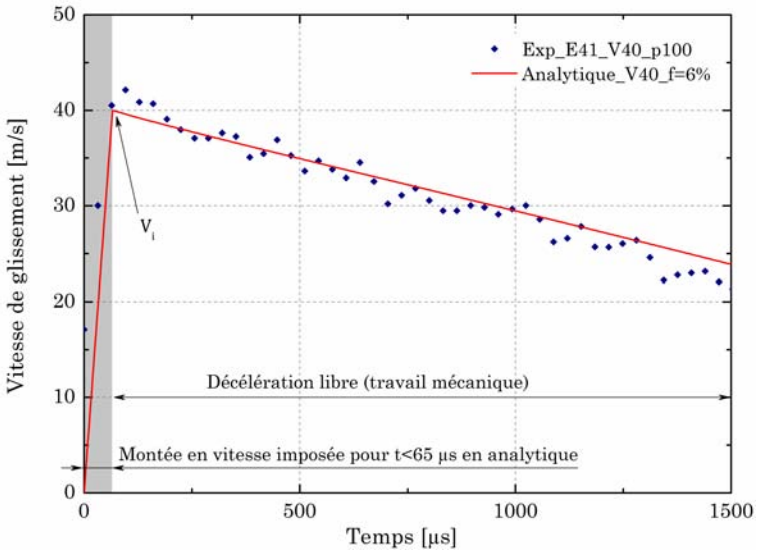


FIGURE 5.10 – Évolution de la vitesse de glissement au cours de l'essai E41_V40_p100.

5.3.4.2 Sensibilité à la vitesse de glissement et à la pression normale apparente

Pour chacune des vitesses étudiées, la fraction f augmente avec la pression normale apparente. Le fait de multiplier la pression par environ 2.5 tend au minimum à doubler la valeur de la surface réelle de contact. Ce phénomène, déjà abordé dans le premier chapitre (cf. section 1.3.3.2), explique en grande partie l'influence de la pression normale apparente sur la valeur de l'effort de frottement. L'étude réalisée, avec seulement deux pressions, ne permet pas de déterminer une relation précise entre la pression et la fraction f.

A pression constante, la fraction f diminue avec l'augmentation de la vitesse de glissement. Cette tendance avait été observée pour un couple acier-acier par Philippon [2004]. A $p = 110$ MPa, la surface réelle de contact passe de 30%, pour $V = 8$ m/s, à 6%, pour $40 < V < 65$ m/s, de la surface apparente. De la même manière à $p = 280$ MPa, la fraction f chute de 70% à 12% entre 8 et 40 m/s. Pour les deux valeurs de pressions p étudiées, la fraction f se stabilise pour $V_i > 40$ m/s. En considérant les modes d'endommagement énumérés dans le chapitre 4 (cf. section 4.3), c'est précisément à partir de cette vitesse (i.e. 40 m/s) que l'activation d'usure adhésive a été remarquée.
Il est donc difficile de dissocier les influences de la vitesse de glissement et du mode d'usure sur l'évolution de la surface réelle de contact. Il faudrait pour cela réaliser des essais de frottement dans la plage $8 < V < 40$ m/s. Ainsi, l'analyse d'un essai non concerné par

l'usure adhésive permettrait de se prononcer sur l'influence seule de la vitesse de glissement. Néanmoins, à pression p imposée, on note une valeur maximale de la fraction f pour $V = 8$ m/s et une valeur minimale pour $V = 65$ m/s.

5.4 Utilisation prédictive du modèle

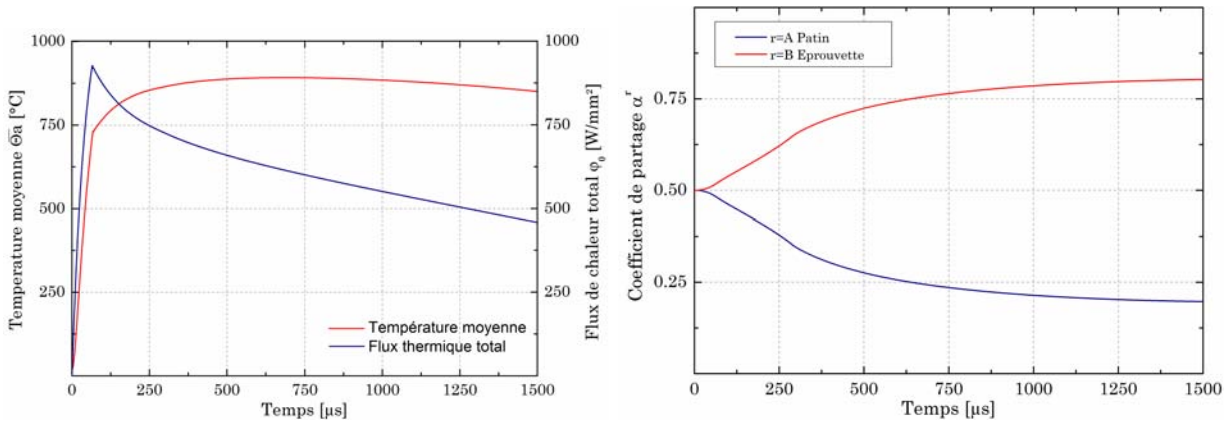
L'utilisation prédictive du modèle thermomécanique peut être divisée en deux catégories :

— Un essai de frottement avec mesure des efforts : la force de frottement mesurée est utilisée pour déterminer la valeur de la fraction f. Le modèle thermomécanique est ensuite utilisé pour analyser les grandeurs thermiques (macroscopiques et locales) sur la surface apparente de contact.

— Deux essais de frottement à V_{min} et V_{max} (V_{min} et V_{max} sont compris dans la plage $8 < V < 65$ m/s), à pression normale constante et avec mesure des efforts : les valeurs mesurées servent à calculer les valeurs minimale (f_{min}) et maximale (f_{max}) de la fraction f pour une pression p imposée. Il est ensuite possible d'utiliser ces valeurs pour encadrer la valeur du coefficient de frottement moyen $\bar{\mu}$ sur toute la plage de vitesses considérées.

5.4.1 Calcul des grandeurs thermiques à partir d'une mesure expérimentale de l'effort de frottement

Le calcul semi-analytique est réalisé en suivant l'algorithme présenté en figure 5.8 pour différentes valeurs de f. Comme illustré en figure 5.9, la fraction f est ensuite fixée en comparant les coefficients de frottement moyen calculé et mesuré. Les grandeurs issues du calcul sont présentées en figure 5.11. Le premier graphique présente l'évolution de la température moyenne de la surface apparente de contact et le flux thermique macroscopique φ_0 induit en fonction du temps de glissement. Le second concerne la répartition moyenne de la chaleur à l'interface de contact.



(a) Flux macroscopique et température moyenne

(b) Coefficients de répartition de la chaleur

FIGURE 5.11 – Résultats issus du modèle semi-analytique - Grandeurs thermiques macroscopiques (essai à $V_i = 40$ m/s, $p = 100$ MPa et $f = 6$ %)

A partir du calcul du flux thermique moyen φ_0, il est possible d'utiliser le modèle purement thermique (cf. relation 5.38) pour déterminer les températures locales à l'interface de contact. La figure 5.12 présente le profil de température 3D obtenu à $t = 750$ µs pour une vitesse de glissement initiale de 40 m/s, une pression normale apparente de 100 MPa, et une fraction f égale à 6%. Ce dernier est tracé pour $0 < y < 3$ mm et $1 < x < 9$ mm où, comme précédemment, l'axe y correspond à la direction transversale de contact et x à la direction de glissement.
Ce profil permet de constater que le gradient thermique dans la direction transversale (i.e. axe y) est relativement faible sur la majorité de la surface de contact apparente. Par contre, un gradient important dans la direction de glissement est observé. Cette constatation est en accord avec l'étude des sollicitations thermiques réalisée dans le chapitre 3 (cf. section 3.2.2).

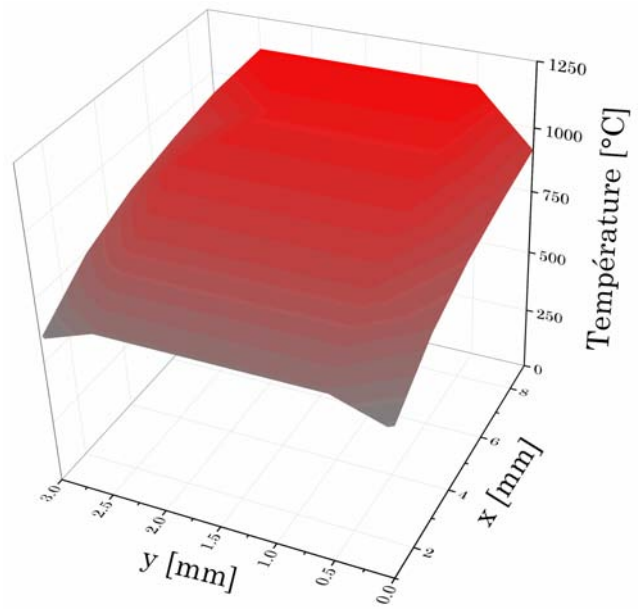


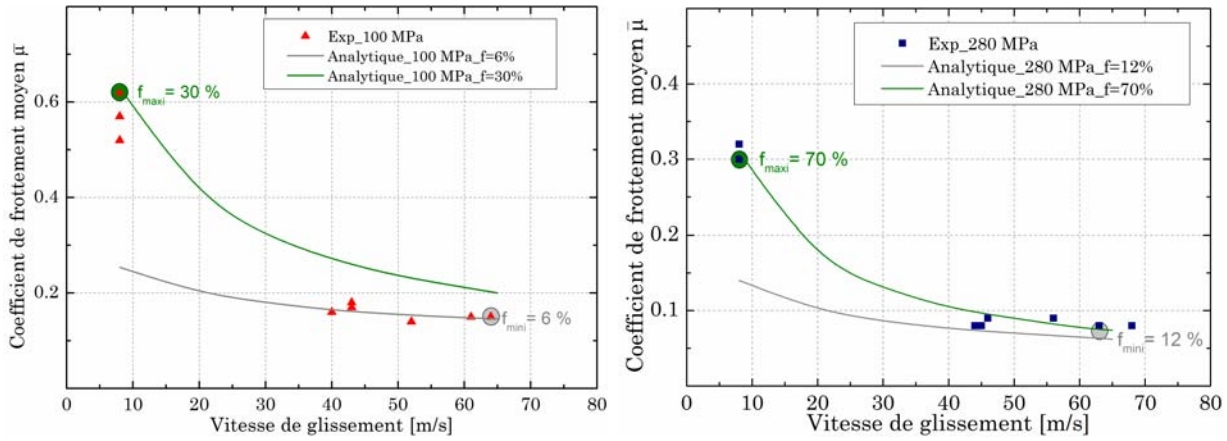
FIGURE 5.12 – Résultats issus du modèle semi-analytique - Répartition de la température à l'interface de contact à $t = 750$ µs (essai à $V_i = 40$ m/s, $p = 100$ MPa et $f = 6$ %).

Une mesure expérimentale de l'effort de frottement ou un enregistrement vidéo (i.e. permettant de calculer l'évolution de la vitesse au cours de l'interaction) d'un essai permet de déterminer la fraction f et donc d'étudier l'évolution de la température moyenne ou des températures locales au cours de l'interaction.

5.4.2 Estimation du coefficient de frottement moyen

Dans cette partie, deux essais expérimentaux à la même pression permettent de déterminer les valeurs minimales et maximales de la fraction f. Il est donc possible d'implémenter le modèle pour l'ensemble des vitesses comprises dans la plage $8 < V < 65$ m/s pour f_{min} et f_{max}. La figure 5.13 présente les résultats obtenus pour $f_{min} = 6\%$ et $f_{max} = 30\%$ à $p = 100$ MPa, ainsi que pour $f_{min} = 12\%$ et $f_{max} = 70\%$ à $p = 280$ MPa.

Tous les essais n'ayant pas été réalisés strictement dans les mêmes conditions (vitesse constante ou variable), des vitesses constantes de glissement ont été considérées dans le modèle semi analytique par soucis d'uniformité des résultats.
Les enveloppes inférieure (en gris) et supérieure (en vert) ont été tracées pour l'ensemble de la plage de vitesses étudiées. Les faibles différences observées à haute vitesse, entre l'enveloppe inférieure, et les résultats expérimentaux viennent du fait que les essais expérimentaux à $V > 40$ m/s sont à vitesse variable. De plus l'effort normal moyen considéré dans la modélisation thermomécanique est de 3 000 N à $p = 100$ MPa et 8 500 N à $p = 280$, MPa alors que durant les essais expérimentaux la pression varie de $\pm 10\%$.



(a) $p = 100$ MPa. (b) $p = 280$ MPa.

FIGURE 5.13 – Enveloppes inférieures et supérieures du coefficient de frottement moyen $\bar{\mu}$ pour $8 < V < 65$ m/s.

Le modèle thermomécanique permet donc d'encadrer la valeur du coefficient de frottement moyen $\bar{\mu}$ sur toute la plage de vitesses étudiées à partir de seulement deux essais expérimentaux par pression. Une analyse plus précise de l'évolution de la fraction f en fonction de la vitesse de glissement et du mécanisme d'usure permettrait certainement d'améliorer la précision de l'estimation de cette grandeur.

5.5 Bilan

Un modèle thermomécanique basé sur le cisaillement adiabatique des aspérités a été proposé pour un couple de matériaux métalliques quelconques. Une homogénéisation par les champs moyens a permis de résoudre le problème à l'échelle macroscopique puis locale. Plusieurs hypothèses ont été adoptées : la topographie et la taille de la surface réelle de contact sont connues et constantes. Les paramètres de sortie du modèle sont le flux de chaleur généré, les températures, les contraintes de cisaillement et les coefficients de répartition du flux de chaleur sur toute la surface de contact. Le calcul de la contrainte de cisaillement macroscopique permet d'évaluer la valeur du coefficient de frottement. Il est à noter que tous les paramètres de sortie peuvent être évalués non seulement sur la surface de contact, mais également dans l'épaisseur de chacun des solides de l'interaction.

Cette approche a été appliquée aux configurations étudiées dans ces travaux de thèse : couples d'alliages de titane Ti6Al4V, vitesse de glissement comprise entre $8 < V_i < 65$ m/s et pression normale apparente entre $110 < p < 280$ MPa. Les paramètres d'entrée sont la vitesse de glissement, la pression normale apparente et la fraction f (i.e. rapport entre la surface de contact réelle et apparente). La confrontation des résultats expérimentaux et analytiques a permis de constater que cette dernière reste stable durant toute la durée du glissement. Sa sensibilité à la vitesse de glissement et à la pression normale apparente a ensuite été analysée : l'augmentation de la pression et l'abaissement de la vitesse tendent à augmenter la surface de contact réelle. Cependant, les configurations étudiées n'ont pas permis de dissocier l'effet de l'augmentation de la vitesse et de l'usure : ces deux phénomènes conduisent néanmoins à une valeur minimale de la fraction f.

Deux approches prédictives ont été proposées dans la dernière partie de ce chapitre. La première concerne un calcul des températures moyenne et locales à l'interface de contact à partir d'un essai expérimental avec mesure du coefficient de frottement moyen. La seconde permet d'encadrer la valeur du coefficient de frottement moyen à partir de deux essais expérimentaux par pression.
Bien que les résultats obtenus ouvrent de nouvelles opportunités industrielles et académiques, le modèle dont ils sont issus demande un développement supplémentaire dans le futur, afin d'en améliorer la précision et la qualité prédictive. En perspective, deux approches semblent envisageables :

— développer une loi d'évolution de la fraction f, regroupant les influences de la vitesse, de la pression normale et du troisième corps,

— adapter le modèle proposé à un contact à trois corps.

H Blok : Theoretical study of temperature rise at surfaces of actual contact under oiliness lubricated conditions. *Proceedings of the general discussion on lubrication and lubricants. London : Institute of mechanical engineers*, pages 222–235, 1938.

A. Carmasol, S. Philippon, P. Chevrier et L. Faure : Couplage thermique des aspérités d'un contact plan aux grandes vitesses de glissement. *In Congrès Français de Mécanique*, Besançon, 2011.

H. S Carslaw et J. C Jaeger : Conduction of heat in solids. *second edition, Clarendon press, Oxford*, 1959.

M. Coulibaly, G. Chassaing et S. Philippon : Thermomechanical coupling of rough contact asperities sliding at very high velocity. *Tribology International*, 77:86–96, sep 2014. ISSN 0301679X. URL http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0301679X14001467.

C. M Ettles : The thermal control of friction at high sliding speeds. *Transactions of the ASME*, 108, 1986.

P. Heilmann et D.A. Rigney : An energy based model of friction and its application to coated systems. *Wear*, 72:195–217, 1981.

J.C. Jaeger : Moving sources of heat and the temperature at sliding contacts. *Proceedings of the Royal Society of NSW*, 76:203–224, 1942b.

S.C. Lim et M.F. Ashby : Overview no 55 Wear mechanism maps. *Acta Metallurgica*, 35(1):1–24, 1987.

S.C. Lim, M.F. Ashby et J.H. Brunton : The effects of sliding conditions on the dry friction of metals. *Acta Metallurgica*, 37(3):767–772, 1989.

G. List, G. Sutter et J.J. Arnoux : Analysis of the high speed sliding interaction between titanium alloy and tantalum. *Wear*, 301(1-2):663–670, 2013. URL http://dx.doi.org/10.1016/j.wear.2012.11.070.

A. Lodygowski, G.Z. Voyiadjis, B. Deliktas et A. Palazotto : Non-local and numerical formulations for dry sliding friction and wear at high velocities. *International Journal of Plasticity*, 27(7):1004–1024, jul 2011b. ISSN 07496419. URL http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0749641910001774.

A Molinari : Shear band analysis. *Solid State Phenomena*, 3-4:447–467, 1988.

A Molinari et R J Clifton : Analytical characterization of shear localization in thermoviscoplastic materials. *Journal of Applied Mechanics*, 54(4):806–812, 1987.

A. Molinari, Y. Estrin et S. Mercier : Dependence of the coefficient of friction on the sliding conditions in the high velocity range. *ASME Journal of tribology*, 121:35–41, 1999.

S. Philippon : *Etude expérimentale du frottement sec à grandes vitesses de glissement.* Thèse de doctorat, Université de Metz, 2004.

D.A. Rigney et J.P. Hirth : Plastic deformation and sliding friction of metals. *Wear*, 53:345–370, 1979.

B. Vick et M.J. Furey : A basic theoretical study of the temperature rise in sliding contact with multiple contacts. *Tribology International*, 34(12):823–829, dec 2001. ISSN 0301679X. URL http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0301679X01000822.

G.Z. Voyiadjis, B. Deliktas, D. Faghihi et A. Lodygowski : Friction coefficient evaluation using physically based viscoplasticity model at the contact region during high velocity sliding. *Acta Mechanica*, 213(1-2):39–52, apr 2010. ISSN 0001-5970. URL http://www.springerlink.com/index/10.1007/s00707-010-0294-9.

F. Yuan, N.S. Liou et V. Prakash : High-speed frictional slip at metal-on-metal interfaces. *International Journal of Plasticity*, 25(4):612–634, apr 2009. ISSN 07496419. URL http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0749641908001812.

Conclusion générale et perspectives

Ces travaux de thèse ont été initiés suite à une problématique rencontrée par le motoriste aéronautique Snecma, du groupe SAFRAN. L'analyse du comportement des matériaux lors d'événements exceptionnels tels que la perte d'aubes ou l'ingestion d'oiseaux est majoritairement réalisée de manière expérimentale et donc extrêmement onéreuse. Des modélisations numériques de ces évènements sont actuellement en développement pour tenter de prédire les sollicitations thermomécaniques auxquelles sont assujettis les différents composants du moteur. Certains des paramètres d'entrée de ces simulations sont la direction et la vitesse d'éjection des aubes qui reposent sur l'évolution du coefficient de frottement à l'interface aube-disque. La société Snecma a estimé que la vitesse de glissement et la pression normale peuvent respectivement atteindre 60 m/s et 300 MPa.

Un banc balistique a été développé pour reproduire ce contact plan-plan à grande vitesse, la mise en mouvement de la pièce mobile est réalisée par l'impact d'un projectile (le temps de montée en vitesse est inférieur à 100 µs). Des essais de glissement, durant au maximum 8 ms, ont été réalisés avec mesure des efforts et enregistrements vidéo. L'ensemble des résultats (basés sur plus de 30 essais) a permis d'observer l'apparition d'un état stationnaire durant lequel les efforts normaux et tangentiels sont stables, un coefficient de frottement moyen a donc pu être calculé pour chacune des configurations.

La motivation première de ce travail de thèse a été la compréhension de l'évolution et la prédiction des efforts de frottement lors d'interactions à grande vitesse entre deux corps en Ti6Al4V. L'influence des deux paramètres d'entrée principaux a été analysée au travers de quatre vitesses initiales de glissement (i.e. 8, 40, 50 et 65 m/s) et deux pressions normales apparentes (i.e. 110 et 280 MPa).

L'augmentation de la vitesse de glissement tend à abaisser l'effort de frottement pour des pressions inférieures à 180 MPa, ensuite son influence est négligeable.
Bien que souvent associée à un adoucissement thermique des pièces en contact, l'influence de ce paramètre s'est retrouvée dans notre cas être liée à l'activation d'usure adhésive

à haute température. Ce mode d'usure active l'éjection de particules d'usure dans la zone d'entrée du contact et conduit à la création d'un troisième corps. Le comportement thermomécanique de ce dernier, assimilable à celui d'un film hydrodynamique (à noter que la température de fusion n'a pas été dépassée), explique en partie la baisse de l'effort de frottement.

Une modélisation semi-analytique thermomécanique basée sur le cisaillement adiabatique d'aspérités a été développée. Cette dernière permet, entre autres, d'étudier l'évolution de la taille de la surface réelle de contact. Les influences de la vitesse de glissement et du troisième corps n'ont pu être dissociées, néanmoins les résultats issus de ce modèle ont montré que l'augmentation de la vitesse (ou l'apparition de l'usure) est à l'origine d'une baisse de la taille de la surface réelle de contact qui explique aussi la diminution observée de l'effort de frottement.

L'élévation de la pression normale apparente est à l'origine d'une hausse de l'effort de frottement et d'une baisse du coefficient de frottement (l'effort tangentiel T augmente alors que le rapport $\mu = T/N$, où N est l'effort normal imposé, diminue). Pour les conditions étudiées dans ces travaux, son influence n'est pas dépendante de la vitesse de glissement. Le rôle de ce paramètre réside dans l'évolution de la surface de contact réelle au cours du glissement. Les résultats de la modélisation semi-analytique ont permis de montrer que sa taille (i.e. de la surface réelle) dépend fortement de la pression normale apparente imposée : l'augmentation de 110 à 280 MPa peut conduire dans certains cas à doubler la taille de la surface réelle de contact.

Les influences de la vitesse de glissement et de la pression normale apparente étant maintenant plus claires, il convient de s'intéresser à l'évolution du coefficient de frottement. Une loi de frottement empirique, faisant intervenir la vitesse et la pression, pourrait être implémentée dans les logiciels de calcul. Néanmoins, le manque d'essais entre 8 et 40 m/s et l'influence de l'usure (i.e. introduction d'un troisième corps) pour les hautes vitesses pourrait conduire à des erreurs d'interpolation.

La modélisation semi-analytique développée pour une large gamme de vitesses peut être utilisée pour estimer la valeur du coefficient de frottement moyen. Cette dernière repose sur deux essais expérimentaux par pression et permet d'en encadrer la valeur. Bien que la précision du modèle demande à être améliorée pour les vitesses modérées (à 8 m/s les valeurs calculées vont du simple au double), les résultats obtenus pour les vitesses élevées sont encourageants.

Afin d'envisager une utilisation industrielle de ce modèle, plusieurs approches sont à envisager :

- La première consiste à réaliser des essais de glissement (sur une machine de traction dynamique ou sur un puits de chute disposant de plus d'énergie que celui utilisé) dans la plage de vitesses $8 < V_i < 40$ m/s pour tenter d'identifier précisément les configurations pour lesquelles la génération d'un troisième corps a lieu. Il serait ainsi possible de dissocier clairement le rôle de la vitesse et de l'usure sur la taille de la surface réelle de contact. Une loi d'évolution du rapport entre surface apparente et surface réelle de contact pourrait ainsi être développée et implémentée dans la modélisation semi-analytique.
- La seconde repose sur le fait d'adapter le modèle semi analytique pour un contact à trois corps. Dans ce cas, la loi de comportement du troisième corps devra être identifiée. Cela pourrait être réalisé à l'aide d'essais de caractérisation au sein d'un microscope électronique à balayage (traction et cisaillement in situ).
- Enfin, il faudrait déterminer précisément les paramètres de la loi de Johnson-Cook pour l'alliage Ti6Al4V utilisé. Les paramètres de sensibilité à l'écrouissage n_{JC}, à la température m_{JC} et à la vitesse de déformation C_{JC} peuvent être évalués en réalisant des essais de traction en température et des essais sur des barres d'Hopkinson. Il serait aussi intéressant d'étudier la sensibilité des paramètres m_{JC} et C_{JC} à la température (notamment en dessous et au dessus de la température de transformation allotropique du Ti6Al4V).

La seconde motivation de ces travaux a été l'étude des températures atteintes à l'interface de contact, ainsi que le rôle de la vitesse et de la pression sur ces dernières. Un thermocouple feuille-pièce a été spécialement développé pour mesurer la température d'interface. Bien que le temps de réponse de ce dernier s'est trouvé être particulièrement adapté à ces conditions extrêmes (i.e. de l'ordre de 10 µs), une erreur systématique de mesure pouvant atteindre 30% a été constatée. En se basant sur la valeur mesurée du coefficient de frottement moyen, un modèle numérique (éléments finis), basé sur le déplacement d'une source de chaleur (l'usure n'a pas été modélisée), a été utilisé pour étudier l'évolution de la température sur l'ensemble de la surface de contact. Un gradient de température important dans la direction de glissement (90 K/mm pour certaines configurations) et une concentration de chaleur dans la zone arrière du contact ont été observés. L'énergie thermique accumulée à la sortie du contact a conduit, dans certains cas, à la fusion des matériaux.

Les influences de la vitesse de glissement et de la pression normale apparente sur les températures atteintes ont pu être étudiées. La hausse de la vitesse conduit à des évolu-

tions négligeables de la température pour des pressions inférieures à 180 MPa. Au-delà de ce niveau de pression, la variation de vitesse peut conduire à des variations de température de plus de 200°C. L'augmentation de la pression, responsable d'une hausse de l'effort de frottement, conduit systématiquement à une élévation de la température.

Les résultats obtenus sont en adéquation avec les observations *post mortem* de la microstructure (comparaison de l'épaisseur de la zone affectée thermiquement). L'usure ne semble donc pas perturber l'écoulement de la chaleur. Par contre, les températures calculées sont légèrement sous-estimées dans la zone d'entrée du contact. Cela s'explique par l'utilisation d'un flux de chaleur uniforme. Afin d'améliorer la précision des résultats :

- Il conviendrait d'étudier la forme du flux de chaleur à chaque extrémité de la surface de contact apparente. L'utilisation de pyromètre n'étant pas adaptée (la taille du spot est beaucoup trop importante), il faudrait coupler des mesures expérimentales (thermocouples feuille-pièce ou noyés à différents endroits) avec des calculs numériques pour remonter, par méthode inverse, à la forme exacte du flux.

Enfin la dernière motivation de ces travaux a concerné l'analyse des endommagements induits durant ces essais de glissement. Les mesures et observations réalisées ont mis en exergue une usure prononcée de la pièce fixe (assimilable au disque du turboréacteur). Deux modes distincts ont été dissociés : l'usure adhésive à haute température et l'usure par fusion. La première, activée par l'accumulation de déformation plastique en entrée du contact, conduit à l'insertion d'un troisième corps à l'interface. Le taux d'usure est relativement stable au cours d'un essai et décroit avec l'augmentation de la vitesse. La seconde, due à la génération de chaleur intense dans la zone arrière, est à l'origine de l'éjection de particules de métal fondu. Les taux d'usure associés sont relativement importants. Une carte d'usure empirique, fonction de la vitesse de glissement et de l'énergie dissipée, a été proposée.
Les modes d'endommagement observés conduisent à une évolution de la géométrie de la surface apparente de contact et sont donc détectables lors d'analyses *post mortem* par un simple contrôle métrologique. Les mesures ayant été réalisées après essais, il est cependant difficile de se prononcer quant à la cinématique d'usure.

L'analyse de la microstructure a révélé une décomposition en sous-couche dans l'épaisseur des pièces en contact. Les changements de phase, induits par les sollicitations thermiques, sont en accord avec les températures calculées. La température excède dans certains cas celle du transus β (i.e. 980°C) en moins de 100 µs. Par contre, l'épaisseur du matériau ayant atteint le domaine plastique n'a pas été clairement identifiée.

L'extrême surface de la pièce mobile a été analysée grâce à de la nanotomographie et des mesures de texture. Des grains recristallisés ont été ponctuellement observés proche de l'interface de contact. Un revenu à 700°C a permis d'obtenir une microstructure équiaxe homogène en α.

Dans le futur, il serait possible d'améliorer la compréhension de ces événements en étudiant :

- l'évolution de la géométrie de la surface apparente de contact. En considérant une éprouvette mobile plus large que le patin fixe (tout en conservant la même surface de contact), et en ajourant l'anneau dynamométrique il serait possible de placer transversalement une caméra ultra rapide. L'éjection des particules au cours de l'interaction pourrait ainsi être filmée et la cinétique d'usure connue. Cette dernière pourrait ensuite être intégrée dans des modélisations thermomécaniques intégrant l'usure et donc l'évolution de la géométrie des pièces en contact.
- la désorientation angulaire des grains β résiduels dans l'épaisseur du matériau. Cela permettrait de connaitre précisément l'épaisseur de la zone ayant été déformée plastiquement. Des mesures EBSD devraient être réalisées sur le matériau vierge, un échantillon poli et un échantillon frotté. L'incidence de la préparation des échantillons pourrait ainsi être évaluée. Dû au faible taux d'indexation dans la zone concernée, il faudrait s'assurer de la répétabilité des résultats.
- l'évolution de la microstructure en extrême surface du patin fixe après frottement et après un revenu dans le domaine α. D'un point de vue industriel, cette pièce (assimilable au disque) pourrait potentiellement être réutilisée dans certains cas (en fonction de la tolérance géométrique des pièces). Il faudrait pour cela prélever des échantillons en extrême surface du patin et analyser leurs propriétés thermomécaniques. En fonction des résultats obtenus, des essais de glissement avec un patin ayant déjà été utilisé seraient envisageables pour étudier la réponse de l'interface de contact.

Table des figures

1.1 Turboréacteur de type double corps et double flux. 21
1.2 Liaison aube-disque de type queue d'aronde (a, b) droite ou (c) curviligne. 22
1.3 Contraintes mécaniques et vibratoires au niveau de la liaison aube-disque. . 23
1.4 Pièces concernées par une ingestion d'oiseau : cas du CFM56. 25
1.5 Utilisation des alliages de titane dans l'industrie aéronautique (d : densité). 28
1.6 Représentation schématique des structures micrographiques d'équilibre des alliages de titane [Combres et Champin 1995]. 30
1.7 Cristallographie du titane pur [Gautier 2004]. 30
1.8 Transformation $\beta \rightarrow \alpha$ du titane [Germain 2005]. 31
1.9 Diagramme pseudo-binaire du Ti6Al4V [Robert 2007]. 32
1.10 Microstructure vierge du Ti6Al4V [Faure *et al.* 2012]. 33
1.11 Microstructures du Ti6Al4V obtenues par différents types de refroidissements [Donachie 1988]. 34
1.12 Evolution des propriétés thermiques du Ti6Al4V en fonction de la température. 36
1.13 Identification du frottement dans une liaison [Philippon 2004]. 39
1.14 Surfaces apparente et réelle de contact entre deux corps glissants [Archard 1959b]. 42
1.15 Influence de l'étendue de la surface de contact apparente sur le coefficient de frottement d'après Bochet (1858). 44
1.16 Evolution du coefficient de frottement pour un contact acier - CuZn10 : influence de la pression normale apparente [Montgomery 1976]. 44
1.17 Influence de la vitesse de glissement sur le coefficient de frottement pour un contact sapin - sapin [Kimball 1877]. 46
1.18 Evolution du coefficient de frottement pour un contact acier-acier par plusieurs auteurs utilisant un tribomètre de type pion-disque Lim *et al.* [1989]. 47
1.19 Carte de température dans le cas d'un contact acier-acier (pion disque) d'après les travaux de Lim et Ashby [1987]. 49

2.1 Tribomètre de l'institut Franklin utilisé par Montgomery [1976]. 63

2.2 Principe de fonctionnement des barres de Kolsky modifiées pour mesurer le coefficient de frottement µ. 65
2.3 Principe de fonctionnement du dispositif d'impact de plaques pour la mesure du coefficient de frottement µ 66
2.4 Interféromètre développé par Barker et Hollenbach. 67
2.5 Tribomètre du LaBPS. 68
2.6 Banc balistique du LaBPS. 72
2.7 Enregistrement vidéo et évolution de la vitesse pour un essai de frottement à une vitesse initiale de glissement V_i de 50 m/s pour une pression normale apparente de 110 MPa. 73
2.8 Analyse modale du capteur de charge : mode de flexion à 5.9 kHz. 75
2.9 a) Analyse modale du capteur de charge (marteau d'impact) et b) FFT d'un essai réalisé sur le banc balistique. 76
2.10 Signaux caractéristiques d'une interaction à grande vitesse (banc balistique). 77
2.11 Évolution du coefficient de frottement moyen mesuré expérimentalement et du coefficient de frottement énergétique calculé pour un couple Ti6Al4V-Ti6Al4V. 78
2.12 Signaux caractéristiques d'une interaction à une vitesse de 8 m/s effectuée sur la tour de chute. 80
2.13 Températures mesurées pour un contact acier-acier à 38 m/s et 90 MPa [Sutter et Ranc 2010]. 83
2.14 Mesure de température lors d'interactions de coupe à l'aide de thermocouples intégrés à l'outil [Li *et al.* 2013]. 85
2.15 Thermocouple feuille-pièce appliqué au cas de la rectification [Lefebvre 2005]. 88
2.16 Obtention d'un circuit fermé par rectification. 88
2.17 Illustration de l'interface de contact. 91
2.18 Intégration du thermocouple feuille-pièce au sein des pièces en Ti6Al4V. . . 94
2.19 Observation optique du thermocouple a) avant et b) après frottement. . . 95
2.20 Exemple d'un signal de température pour un essai à $V_i = 43$ m/s avec une pression normale apparente de $p = 118$ MPa (Type C) - Effet intrusif non corrigé. 95
2.21 Profil d'usure moyenne. 97
2.22 Zones d'étude des échantillons. 98
2.23 Imagerie 3D. 100
2.24 Principe de fonctionnement de l'EBSD [Germain 2005]. 101

3.1 Résultats expérimentaux : coefficient de frottement moyen. 112
3.2 Résultats expérimentaux : effort de frottement moyen. 113

3.3 Sensibilité du coefficient de frottement au flux thermique moyen durant l'interaction. . . . 114
3.4 Efforts normaux et tangentiels mesurés lors d'essais avec thermocouple. . . 117
3.5 Illustration de la modélisation thermique basée sur le déplacement d'une source de chaleur. . . . 119
3.6 Modélisation numérique du thermocouple. . . . 120
3.7 Profil de vitesse de l'éprouvette issu du calcul éléments finis 3D pour $V_i = 45$ m/s et $p_i = 110$ MPa. . . . 121
3.8 Mesure simultanée de la température sur les deux pièces en contact (effet intrusif non corrigé) - Essai M1. . . . 123
3.9 Étude de l'effet intrusif du thermocouple pour une interaction réalisée à $V_i = 45$ m/s et une pression normale apparente $p = 110$ MPa. . . . 124
3.10 Comparaison des températures mesurées et calculées pour différentes configurations d'essais. . . . 126
3.11 Évolution de la température en fonction du temps de glissement (calcul numérique). . . . 128
3.12 Evolution de l'effort de frottement en fonction de la température moyenne. 131
3.13 Coefficients de partage locaux du flux de chaleur en fonction du temps de glissement. . . . 134
3.14 Coefficient de partage de la température en fonction du déplacement de l'éprouvette. . . . 135
3.15 Énergie dissipée localement au sein du patin fixe. . . . 136
3.16 Illustration du modèle thermomécanique. . . . 139
3.17 Répartition de la contrainte normale à l'interface de contact selon l'abscisse du patin pour un essai à $V_i = 45$ m/s et $p = 110$ MPa. . . . 142
3.18 Répartition de la température à l'interface de contact selon l'abscisse du patin. . . . 143
3.19 Répartition de la déformation plastique en cisaillement à l'interface de contact selon l'abscisse du patin. . . . 143
3.20 Calcul du paramètre d'endommagement à l'interface de contact selon l'abscisse du patin. . . . 144

4.1 Représentation du contact tribologique. . . . 153
4.2 Mécanismes d'accommodation des vitesses [Berthier 1990; 2001]. . . . 154
4.3 Circuit tribologique proposé par Berthier [1990; 2001]. . . . 154
4.4 Carte d'endommagement d'un contact acier-acier (pion sur disque). . . . 159
4.5 Profils d'usure moyenne sur le patin fixe pour chacune des configurations étudiées. . . . 163

4.6 Évolution du volume usé en fonction de l'énergie dissipée dans le patin. . . 166
4.7 Étapes du mécanisme d'usure adhésive à haute température. 171
4.8 Essai interrompu sur le banc balistique à $V_i = 20$ m/s. 173
4.9 Carte d'endommagement de l'usure adhésive à haute température pour le couple Ti6Al4V-Ti6Al4V sur le tribomètre du LaBPS. 174
4.10 Évolution du taux d'usure en fonction du produit $p_i \cdot V_i$. 175
4.11 Combinaison d'usure adhésive à haute température et d'usure par fusion . 177
4.12 Évolution du coefficient de frottement moyen en fonction du produit $p_i \cdot V_i$. 178
4.13 Carte d'endommagement du couple Ti6Al4V-Ti6Al4V pour un contact plan-plan (tribomètre du LaBPS). 179
4.14 Liens entre les sollicitations thermomécaniques et l'évolution de la microstructure pour un essai de type V40_p110_l60. 181
4.15 Analyse EBSD de la zone 2. 184
4.16 Transformation $\beta \rightarrow \alpha$: reconstruction de la microstructure dans le domaine β (assimilable à celle obtenue en fin d'interaction de glissement). . . 185
4.17 Zone 3 : fortement affectée thermiquement et mécaniquement. 186
4.18 Observations multiples de la microstructure sur 1 mm au centre de l'éprouvette (essai E40_V43_p102). 187
4.19 Grains recristallisés à la fronctière des zones 3 et 4. 188
4.20 Microstructure observée après un revenu de 10 minutes à 700°C (configuration V40_p110_l60). 189
4.21 Analyse EBSD (pas de 40 nm) après un traitement additionnel à 700°C pendant 10' : (a) observation en analyse EBSD, (b) contraste de bande EBSD, (c) Carte d'orientation de la phase α (configuration V40_p110_l60, code couleur du triangle standard). 191
4.22 Microstructure observée après un revenu de 30 minutes à 700°C (configuration V40_p110_l60). 191
4.23 Microstructure *post mortem* à l'avant (1 mm), au centre (5 mm) et à l'arrière (9 mm) du patin. 194
4.24 Microstructure *post mortem* propre à l'usure par fusion (essai EP153_V8_p101). 195

5.1 Surface de contact apparente à l'échelle macroscopique. 205
5.2 Surface de contact réelle à l'échelle locale. 206
5.3 Distribution du flux de chaleur au niveau d'une aspérité i. 207

5.4 Evolution de la contrainte de cisaillement τ (définie par la loi de Johnson Cook) pendant le processus de cisaillement adiabatique d'une aspérité, de Ti6Al4V pour une vitesse de déformation $\dot{\gamma}$ de 10^4 s^{-1} et une température initiale Θ_0 de 20°C. 208
5.5 Définition de la géométrie du patin A et du glisseur B. 212
5.6 Réponse purement thermique pour un couple Ti6Al4V-Ti6Al4V pour la position longitudinale médiane (i.e. y=1.5 mm). 221
5.7 Analyse de l'influence de la hauteur cisaillée h sur τ_{max}. 222
5.8 Algorithme de calcul des grandeurs moyennes. 225
5.9 Efforts tangentiels mesurés et calculés pour l'ensemble des configurations étudiées. 227
5.10 Évolution de la vitesse de glissement au cours de l'essai E41_V40_p100. . 228
5.11 Résultats issus du modèle semi-analytique - Grandeurs thermiques macroscopiques (essai à $V_i = 40$ m/s, $p = 100$ MPa et $f = 6$ %) 230
5.12 Résultats issus du modèle semi-analytique - Répartition de la température à l'interface de contact à $t = 750$ µs (essai à $V_i = 40$ m/s, $p = 100$ MPa et $f = 6$ %). 231
5.13 Enveloppes inférieures et supérieures du coefficient de frottement moyen $\bar{\mu}$ pour $8 < V < 65$ m/s. 232

Liste des tableaux

1.1 Propriétés physiques du titane et d'autres métaux [Robert 2007]. 27
1.2 Composition chimique du Ti6Al4V. 32
1.3 Propriétés physiques du Ti6Al4V [Robert 2007]. 35
1.4 Paramétres utilisés dans la loi de Johnson-Cook [Meyer et Kleponis 2001]. 36
1.5 Propriétés thermiques du Ti6Al4V utilisées dans ces travaux. 36

2.1 Synthèse des tribomètres dédiés à l'étude des hautes vitesses de glissement. 70
2.2 Synthèse des capacités des techniques de mesure de température à l'interface de contact. 90
2.3 Propriétés thermophysiques des matériaux constituants les deux types de thermocouple. 92
2.4 Propriétés thermoélectriques des deux thermocouples étudiés. 93

3.1 Configurations de glissement étudiées. 111
3.2 Configuration des essais dédiés à l'étude de l'effet intrusif du thermocouple. 116
3.3 Valeurs numériques des paramètres d'endommagement du Ti6A4V [List *et al.* 2013]. 140

4.1 Volume usé, taux d'usure et énergie dissipée moyenne pour le patin. 165

5.1 Valeur de la fraction f pour chaque configuration étudiée. 226

Résumé

Ces travaux de thèse concernent l'étude du contact à grande vitesse pouvant intervenir entre le pied de l'aube et l'alvéole du disque (tous deux en Ti6Al4V) de la soufflante du turboréacteur CFM56. Le comportement et les modes d'endommagement associés à ce type d'événements restent méconnus et peu traités dans la littérature. L'utilisation d'un tribomètre spécifique adapté sur un banc balistique, d'un thermocouple feuille-pièce et de modélisations numériques (éléments finis) ont permis d'étudier les liens existants entre vitesse, pression, température et efforts de frottement. Les endommagements induits ont ensuite été analysés en étudiant l'usure et l'évolution de la microstructure en sous surface (MEB, Imagerie 3D et EBSD). Une modélisation semi-analytique basée sur le cisaillement adiabatique des aspérités a été développée pour étudier l'évolution de la taille de la surface réelle de contact. En associant ce modèle à deux essais expérimentaux, des enveloppes inférieures et supérieures de l'évolution du coefficient de frottement pour une large gamme de vitesse de glissement ont été calculées. Ce travail de thèse est le fruit d'une collaboration entre la société Snemca, le LaBPS (Laboratoire de mécanique, Biomécanique, Polymères et Structure) et le LEM3 (Laboratoire d'étude des Microstructures et de Mécanique des Matériaux).

Abstract

In case of exceptional events in aircraft engines (bird ingestion or blade disassembly), blade motions induce sliding at the interlock between the blade root and the slot of the fan rotor. The interface then undergoes quasi-instantaneous sliding under high normal pressure. This thesis work was initiated to investigate this phenomena and deals therefore with extreme sliding interactions for a Ti6Al4V tribopair (aircraft engine CFM56). Interface behavior and wear modes associated to these extreme thermomechanical loads remain poorly studied in literature. Links between velocity, pressure, temperature and friction force have been investigated by using a specific tribometer adapted on a ballistic bench, a foil-workpiece thermocouple and finite elements analysis. Induced damage were then analyzed by studying wear and microstructure evolutions (SEM, nanotomography and EBSD). A semi-analytical model, based on adiabatic shearing of asperities, has been proposed to evaluate the evolution of the real area of contact. By associated the latter with two experimental tests, upper and lower estimations of the mean friction force for a large velocity range can be calculated. This work is the result of collaboration between aircraft manufacturer Snecma, the LaBPS (Laboratory of Mechanics, Biomechanics, Polymers and Structures) and the LEM3 (Laboratory of Microstructure and Mechanics of Materials).