



**HAL**  
open science

# Approche thermomécanique de la tribologie à grande vitesse - Application au freinage

Damien Méresse

► **To cite this version:**

Damien Méresse. Approche thermomécanique de la tribologie à grande vitesse - Application au freinage. Mécanique [physics.med-ph]. Université de Valenciennes et du Hainaut-Cambresis, 2011. Français. NNT: . tel-00629413

**HAL Id: tel-00629413**

**<https://theses.hal.science/tel-00629413>**

Submitted on 5 Oct 2011

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

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

N° d'ordre : 2011VALE0008

## Thèse de Doctorat

de l'Université de Valenciennes et du Hainaut-Cambrésis,  
École Doctorale Science Pour l'Ingénieur, Lille Nord-de-France

Présentée par

Damien MERESSE

Docteur en Sciences et Technologies, mention Génie Mécanique

# Approche thermomécanique de la tribologie à grande vitesse Application au freinage



Soutenue le 01 Juin 2011, devant le jury composé de

### Rapporteurs

- I. Iordanoff Professeur, École Nationale Supérieure d'Arts et Métiers de Bordeaux,  
I2M UMR CNRS 5295
- N. Laraqi Professeur, Université de Paris X,  
TIE EA 4415

### Examineurs

- J-C. Batsale Professeur, École Nationale Supérieure d'Arts et Métiers de Bordeaux,  
TREFLE UMR CNRS 8508, Président du jury
- M. Bigerelle Professeur, Université de Technologie de Compiègne,  
Roberval UMR CNRS 6253
- L. Dubar Professeur, Université de Valenciennes et du Hainaut-Cambrésis,  
TEMPO EA 4542, Directeur de thèse
- S. Harmand Professeur, Université de Valenciennes et du Hainaut-Cambrésis,  
TEMPO EA 4542, Co-directrice de thèse
- M. Siroux Maître de Conférences HDR, Université de Valenciennes et du Hainaut-Cambrésis,  
TEMPO EA 4542
- M. Watremez Maître de Conférences, Université de Valenciennes et du Hainaut-Cambrésis,  
TEMPO EA 4542



*"Point n'est besoin d'espérer pour entreprendre  
ni de réussir pour persévérer"*



## Remerciements

Ce travail n'aurait pu être possible sans le financement de la région Nord-Pas-De-Calais et la contribution de l'Université de Valenciennes et du Hainaut Cambrésis, qui m'ont permis de m'y consacrer pleinement au cours de ces quatre dernières années. Je tiens également à remercier le CISIT et le FEDER pour leur participation financière sur le Tribomètre Grande Vitesse développé dans ce mémoire.

Je m'adonne à l'exercice difficile mais néanmoins plaisant des remerciements. Il me permet de ressasser aujourd'hui les bons souvenirs et ces moments partagés avec tous les acteurs ayant participé de près ou de loin à mon aboutissement au titre de doctorat.

Je tiens tout d'abord à remercier mes directeurs de thèse, les Professeurs Laurent Dubar et Souad Harmand, pour leur implication, leur regard critique et objectif et leur disponibilité au cours de mon "initiation" à la recherche.

Ce fut un grand honneur pour moi de voir mon jury de thèse présidé par le Professeur J-C Batsale et que mon mémoire soit évalué par les Professeurs I.Iordanoff et N.Laraqi. L'intérêt porté à mon travail et les voies d'études dégagées au cours de ma soutenance avec la participation du Professeur M.Bigerelle me confortent aujourd'hui dans mon choix de continuer ces recherches.

Je souhaite également remercier Monica pour sa contribution à mon évolution scientifique et pour le temps qu'elle m'a accordé sans compter.

J'adresse ma profonde sympathie à Michel pour ces conseils toujours avisés lors de mon encadrement, pour tous ces petits moments qui paraissent anodins mais qui permettent de prendre du recul sur l'instant présent. Je garderai un souvenir impérissable de mon "chef" au volant de sa traction conduisant ma femme sur le pas de la mairie.

Mes travaux, et notamment le développement de la plateforme d'essais, n'auraient pu aboutir sans la contribution de Bruno à l'atelier. Je tiens vraiment à te remercier pour ta disponibilité et ta réactivité lors de mes demandes de travaux à réaliser "pour la veille". Merci également à Étienne pour la mise en place accélérée du système d'acquisition par téléométrie qui m'a finalement permis de réaliser des essais quelques jours avant la soutenance.

Cet aboutissement, je le dois également à l'ensemble des collègues qui ont participé à créer une bonne ambiance au laboratoire. Il m'est difficile de citer tout le monde mais j'ai une pensée émue depuis mon accueil par les plus anciens : Julien, Fabrice, David, Cédric, Julien H, Audrey et Estelle ; à l'arrivée des petits "nouveaux" avec lesquels j'avoue avoir bu pas mal de café : Romain, Oliviers, Jérôme ... Enfin merci à l'ensemble des membres du LAMIH et du TEMPO qui m'ont un jour apporté un conseil technique ou une explication scientifique.

Il est désormais l'heure de passer à la famille. Votre soutien et votre présence en nombre le jour de ma soutenance m'ont particulièrement touché. Merci à Mathieu, Justine, Tata Joujou, JB et ma marraine. Merci également à mes beaux-parents et à tout ceux qui se sont déplacés ce soir-là pour immortaliser l'instant. (Que la fête fut belle ce soir-là!!!)

Papa, Maman, finalement, votre fils est tout de même docteur. Merci simplement d'être vous, pour la chance qui m'a été donnée d'en arriver là, pour votre présence dans les bons et surtout dans les mauvais moments de la vie.

Enfin, les mots ne seront jamais assez forts pour exprimer son soutien apporté au quotidien. Je lui dois très certainement de ne pas m'être égaré en cours de route. Je voudrais remercier ma femme, Valérie, qui a su supporter mes sautes d'humeur (aujourd'hui encore d'ailleurs), qui a trouvé les mots lorsque j'étais sur le point de lâcher prise et tout simplement parce qu'elle me donne envie de me surpasser chaque jour.

Merci à tous ...

## Résumé

Les présents travaux s'inscrivent dans la continuité des projets soutenus depuis plusieurs années par le Campus International pour la Sécurité et l'Intermodalité dans les Transports (CISIT CPER). Une approche objective est développée dans ce mémoire afin d'identifier les causes amenant à la perte d'efficacité et à la dégradation du tribosystème de freinage. Le comportement d'une garniture de composition simplifiée, une matrice de résine phénolique renforcée de particules sphériques d'acier, est étudié dans des conditions de pression, vitesse et température de freinage automobile. Le développement de la plateforme High Speed Tribology permet la caractérisation tribologique à échelle réduite pour des vitesses de glissement de plusieurs dizaines de mètres par seconde. L'acquisition de température dans le disque est possible grâce à l'instrumentation d'un dispositif de mesure par télémétrie. Le champ de température surfacique et les flux thermiques dissipés sont identifiés à partir de techniques inverses de conduction de la chaleur. La dépendance du coefficient de frottement macroscopique vis à vis de la température de contact, de la pression moyenne et de la vitesse de glissement est évaluée pour un pion en résine pure et pour le matériau bicomposant. Les observations des surfaces témoignent de l'influence de ces paramètres sur le mode de dégradation de la zone en contact. La décohésion d'un renfort de la matrice est étudiée par le biais d'un modèle numérique à échelle mésoscopique. Les propriétés mécaniques de la résine et de l'interface sont déterminées par des essais rhéologiques dans une étuve pour différentes températures. Les simulations montrent que les hautes pressions et les hautes températures conduisent à la rupture de l'interface matrice - renfort. Des corrélations entre les essais menés sur le HST et le modèle numérique sont présentées.

## Abstract

This work is supported by International Campus on Safety and Intermodality in Transportation. Objective approach is developed so as to identify causes leading to fading phenomenon and braking tribosystem damage. Simplified brake pad behaviour is studied regarding pressure, sliding speed and temperature expected in automotive braking conditions. This pad is composed by phenolic resin reinforced by spherical steel particles. High Speed Tribology bench allows tribological characterisation at reduced scale until  $40 \text{ m.s}^{-1}$ . Disc temperature data are obtained thanks to telemetry system. Temperature field and dissipated heat flux are calculated with inverse heat conduction methods. Contact temperature, mean normal pressure and sliding speed influence on macroscopic friction coefficient is evaluated for pure phenolic resin and simplified composite pin. Pin surface micrographs show that contact zone damaging depend on thermal and mechanical conditions. Particle debonding is studied thanks to mesoscopic numerical model. Materials and cohesive properties are determined by rheological tests in heating chamber under several temperature. Static simulations show that high pressure and high temperature lead to reinforcement interface failure. Correlation between experimental tests on HST and numerical model are found.





# Liste des figures

<b>Étude bibliographique</b>	<b>5</b>
I.1 Plaquette de frein automobile organo-métallique . . . . .	6
I.2 Disque de frein automobile ventilé . . . . .	9
I.3 Représentation du fonctionnement d'étriers de freins automobiles . . . . .	10
I.4 Évolution du coefficient de frottement moyen avec la teneur en particules lubrifiantes [CHO06], [KIM07] . . . . .	11
I.5 Principaux modes d'usure rencontrés en frottement sec . . . . .	13
I.6 Formation des plateaux de contact [ERI00] . . . . .	15
I.7 Représentation de la surface réelle de contact [ERI00] . . . . .	16
I.8 Circuit tribologique dans un contact pion-disque . . . . .	17
I.9 Modélisation de l'usure abrasive locale par éléments finis . . . . .	18
I.10 Modélisation de l'interface disque-garniture par éléments discrets [DMI08]	19
I.11 Répartition du flux thermique généré à l'interface d'un contact parfait . .	20
I.12 Constriction des flux thermiques d'un contact imparfait . . . . .	21
I.13 Classification des points chauds observés par Anderson [AND90] . . . . .	22
I.14 Mesure simultanée de la température surfacique du disque et de l'émissi- vité par pyrométrie bichromatique [THE10] . . . . .	24
I.15 Température surfacique du disque pour une succession de freinages d'arrêt en régime établi [SIR08] . . . . .	25
I.16 Influence de la vitesse de rotation du disque sur le champ de température surfacique dans le cas d'un régime établi [LAR09] . . . . .	25
I.17 " <i>Vers une maîtrise objective du tribosystème de freinage</i> " . . . . .	28
<b>Plateforme HST</b>	<b>31</b>
II.1 Machine d'usinage grande vitesse Siemens MT01 . . . . .	31
II.2 Disque de friction en acier monté sur le porte-outil HSK63 . . . . .	33
II.3 Pion en résine phénolique pure fixé sur le capteur d'effort Kistler . . . . .	34
II.4 Dimensionnement du disque et du pion d'étude . . . . .	34
II.5 Procédure de rectification avant essai . . . . .	35
II.6 Schéma de fonctionnement du dispositif de télémétrie . . . . .	38
II.7 Protection thermique du système télémétrique . . . . .	39
II.8 Tribomètre basse vitesse équipé du système de télémétrie . . . . .	40

II.9	Volume soumis à un flux thermique sur sa surface $\Sigma$ . . . . .	42
II.10	Algorithme de la méthode de spécification de fonction . . . . .	43
II.11	Conditions aux limites sur le pion . . . . .	45
II.12	Sensibilité de la température du pion à une variation unitaire du flux entrant	46
II.13	Validation du modèle monodimensionnel pour des données de tempéra- tures non bruitées ( $ntf = 3$ ) . . . . .	48
II.14	Validation du modèle monodimensionnel pour des données de tempéra- tures bruitées ( $ntf = 7$ ) . . . . .	48
II.15	Conditions aux limites sur le disque . . . . .	49
II.16	Localisation des thermocouples dans le disque de frottement . . . . .	51
II.17	Taux de représentation pour l'instrumentation retenue . . . . .	52
II.18	Répartition du flux dissipé sur un montage pion-disque . . . . .	53
II.19	Profil de densité de flux thermique imposé sur le disque . . . . .	54
II.20	Profil de densité de flux thermique calculé sur le disque . . . . .	55
II.21	Erreur du flux estimé sur le disque à $t = 30sec$ . . . . .	55
II.22	Positions des thermocouples dans le pion pour identification dans le modèle 3D . . . . .	57
<b>Tribologie du matériau d'étude</b>		<b>59</b>
III.1	Températures mesurées par le thermocouple à 1 mm de la surface du pion en résine pure pour trois sollicitations . . . . .	61
III.2	Identification monodimensionnelle des conditions thermiques du pion en résine pour une pression de 0.25 MPa et une vitesse de 5 m.s <sup>-1</sup> . . . . .	61
III.3	Densités de flux thermique calculées pour différentes conditions d'essai pour le pion en résine pure . . . . .	62
III.4	Similitudes entre l'évolution de l'effort tangent et la densité de flux calculée Éssai sur résine pure à 20 m.s <sup>-1</sup> et 1 MPa . . . . .	63
III.5	Coefficient de partage expérimental moyen . . . . .	64
III.6	Températures capteur ( $T_c$ ) et surfaciques ( $T_s$ ) pour différentes conditions d'essai pour le pion en résine pure . . . . .	64
III.7	Mesures de température par thermocouple dans le disque pour un essai à 0.5 MPa et 1.7 m.s <sup>-1</sup> . . . . .	65
III.8	Mesures de température par thermocouple dans le disque pour un essai à 1.3 MPa et 2.8 m.s <sup>-1</sup> . . . . .	65
III.9	Densités de flux thermique sur la piste de frottement pour 0.5 MPa et 1.7 m.s <sup>-1</sup> . . . . .	66
III.10	Densités de flux thermique sur la piste de frottement pour 1.3 MPa et 2.8 m.s <sup>-1</sup> . . . . .	66
III.11	Coefficients de partage expérimentaux . . . . .	68
III.12	Relevés de température dans le pion - 5m.s <sup>-1</sup> - 1MPa . . . . .	68
III.13	Relevés de température dans le pion - 20m.s <sup>-1</sup> - 0.25MPa . . . . .	69

III.14	Comparaison des températures expérimentales et des températures calculées numériquement pour un essai à $5 \text{ m.s}^{-1}$ et $1 \text{ MPa}$ . . . . .	70
III.15	Profils identifiés pour la fonction $f_{LT}$ à $5 \text{ m.s}^{-1}$ . . . . .	71
III.16	Profils identifiés pour la fonction $f_{LT}$ à $10 \text{ m.s}^{-1}$ . . . . .	71
III.17	Profils identifiés pour la fonction $f_{LT}$ à $20 \text{ m.s}^{-1}$ . . . . .	71
III.18	Comparaison pression - coefficient de frottement - température surfacique d'un essai à $20 \text{ m.s}^{-1}$ . . . . .	72
III.19	Évolution du coefficient de frottement disque - pion en résine pure avec la pression et la température pour une vitesse de glissement de $5 \text{ m.s}^{-1}$ . . .	74
III.20	Évolution du coefficient de frottement disque - pion en résine pure avec la pression et la température pour une vitesse de glissement de $10 \text{ m.s}^{-1}$ . .	74
III.21	Évolution du coefficient de frottement disque - pion en résine pure avec la pression et la température pour une vitesse de glissement de $20 \text{ m.s}^{-1}$ . .	74
III.22	Pion en résine pure pour un essai à $0.25 \text{ MPa}$ et $5 \text{ m.s}^{-1}$ - Montée en température inférieure à $50 \text{ }^\circ\text{C}$ . . . . .	76
III.23	Pion en résine pure pour un essai à $1 \text{ MPa}$ et $20 \text{ m.s}^{-1}$ - Montée en température autour de $300^\circ\text{C}$ . . . . .	76
III.24	Observation par microscopie optique du disque . . . . .	77
III.25	Évolution du coefficient de frottement disque - pion renforcé avec la pression et la température pour une vitesse de glissement de $5 \text{ m.s}^{-1}$ . . . . .	78
III.26	Évolution du coefficient de frottement disque - pion renforcé avec la pression et la température pour une vitesse de glissement de $10 \text{ m.s}^{-1}$ . . . . .	78
III.27	Évolution du coefficient de frottement disque - pion renforcé avec la pression et la température pour une vitesse de glissement de $20 \text{ m.s}^{-1}$ . . . . .	78
III.28	Observation d'une particule débouchante à la surface de la résine . . . . .	79
III.29	Observation d'une particule débouchante et d'une cavité formée par un départ de particule à la surface de la résine . . . . .	80
III.30	Profils de pions renforcés après essai tribologique . . . . .	80
<b>Stratégie de modélisation locale du contact</b>		<b>83</b>
IV.1	Approche mésoscopique du contact en vue de la prédiction de durée de vie macroscopique d'un composite en frottement . . . . .	84
IV.2	Conditions aux limites imposées sur le VLE . . . . .	85
IV.3	Modélisation d'une interface par une loi de décohesion . . . . .	86
IV.4	Configurations géométriques simulées . . . . .	88
IV.5	Dynamomètre INSTRON 5585 avec enceinte thermique . . . . .	89
IV.6	Mise en forme d'une plaque de matière . . . . .	90
IV.7	Éprouvettes de caractérisation de la résine pure . . . . .	91
IV.8	Comportement en traction uniaxiale de la résine phénolique . . . . .	92
IV.9	Comportement en compression uniaxiale de la résine phénolique . . . . .	93
IV.10	Évolution des propriétés élastiques avec la température . . . . .	94

IV.11	Lois de comportement cohésives . . . . .	95
IV.12	Pré-fissuration d'une éprouvette entaillée par essai sandwich . . . . .	97
IV.13	Mesures des déformations . . . . .	98
IV.14	Propriétés identifiées pour les essais de ténacité sur résine pure . . . . .	99
IV.15	Propriétés de l'interface matrice - particule . . . . .	100
IV.16	Distance entre le disque et la résine . . . . .	103
IV.17	Contrainte équivalente de Von Mises dans la résine - Particule peu usée - Pression = 5 MPa - $\mu = 0.65$ - 350 °C . . . . .	104
IV.18	Déformation plastique équivalente dans la résine - Particule peu usée - Pression = 5 MPa - $\mu = 0.65$ - 350 °C . . . . .	105
IV.19	Contrainte équivalente de Von Mises dans la résine - Particule usée - Pression = 5 MPa - $\mu = 0.65$ - 350 °C . . . . .	105
IV.20	Déformation plastique équivalente dans la résine - Particule usée - Pression = 5 MPa - $\mu = 0.65$ - 350 °C . . . . .	106
IV.21	Zones d'intérêt de l'interface cohésive . . . . .	107
IV.22	Endommagement de l'interface pour une particule peu usée Température = 20 °C - Pression = 5 MPa - $\mu = 0.65$ . . . . .	108
IV.23	Endommagement de l'interface pour une particule peu usée Température = 350 °C - Pression = 5 MPa - $\mu = 0.65$ . . . . .	108
IV.24	Pourcentage d'énergie restituée par la particule peu usée débouchant de 5 $\mu\text{m}$ . . . . .	109
IV.25	Endommagement de l'interface d'une particule usée Température = 20 °C - Pression = 5 MPa - $\mu = 0.65$ . . . . .	110
IV.26	Endommagement de l'interface d'une particule usée Température = 350 °C - Pression = 5 MPa - $\mu = 0.65$ . . . . .	111
IV.27	Pourcentage d'énergie restituée par la particule usée débouchant de 12 $\mu\text{m}$	111
IV.28	Particules déchaussées après une montée en température autour de 350 °C pour une pression moyenne de 1.5 MPa . . . . .	113
<b>Annexe A</b>		<b>127</b>
A.1	Conductivimètre du LMPCA . . . . .	127
A.2	Conductivité thermique de la résine . . . . .	128
A.3	Mesure de capacité thermique : calorimètre Setaram C80 . . . . .	129
A.4	Capacité thermique de la résine . . . . .	130
<b>Annexe B</b>		<b>131</b>
B.1	Cas test d'étude de l'influence de la rigidité $k_\sigma$ sur la réponse de l'élément cohésif . . . . .	131
B.2	Contrainte normale de traction dans l'élément cohésif à 20 °C pour diffé- rentes valeurs de $k_\sigma$ . . . . .	132

B.3	Évolution de la variable d'endommagement $D$ dans l'élément cohésif à 20 °C pour différentes valeurs de $k_\sigma$ . . . . .	133
B.4	Restitution de l'énergie dans l'élément cohésif à 20 °C pour différentes valeurs de $k_\sigma$ . . . . .	133



# Liste des tableaux

<b>Étude bibliographique</b>	<b>5</b>
I.1    Composition simplifiée d'une garniture automobile [ERI00] . . . . .	7
<b>Plateforme HST</b>	<b>31</b>
II.1   Propriétés thermiques de la résine . . . . .	46
II.2   Propriétés thermiques de l'acier . . . . .	54
<b>Tribologie du matériau d'étude</b>	<b>59</b>
III.1  Propriétés thermiques utilisées pour l'identification . . . . .	60
<b>Stratégie de modélisation locale du contact</b>	<b>83</b>
IV.1   Conditions thermomécaniques et géométriques analysées . . . . .	87
IV.2   Comportement élastique d'une particule . . . . .	89
IV.3   Comportement élastique de la résine . . . . .	94
IV.4   Comportement plastique de la résine . . . . .	94
IV.5   Paramètres de la loi cohésive d'interface résine - particule . . . . .	101





# Table des matières

<b>Remerciements</b>	<b>i</b>
<b>Résumé - Abstract</b>	<b>iii</b>
<b>Liste des figures</b>	<b>v</b>
<b>Liste des tableaux</b>	<b>xi</b>
<b>Table des matières</b>	<b>xiii</b>
<b>Introduction</b>	<b>1</b>
<b>I Étude bibliographique du contact disque - garniture en conditions de freinage</b>	<b>5</b>
I.1 Contexte de l'étude . . . . .	5
I.1.a Contexte général . . . . .	5
I.1.b Description du système de frein à disque . . . . .	6
I.1.c Optimisation de la qualité des matériaux . . . . .	10
I.2 Étude thermomécanique du contact . . . . .	12
I.2.a Aspect tribologique du contact . . . . .	12
I.2.b Aspect thermique du contact . . . . .	19
I.3 Synthèse et stratégie proposée . . . . .	27
<b>II Conception et validation de la plateforme "High Speed Tribology"</b>	<b>31</b>
II.1 Mise en place du Tribomètre Grande Vitesse . . . . .	32
II.1.a Description et caractéristiques . . . . .	32
II.1.b Instrumentation d'un dispositif de mesure de température par télé-	
métrie . . . . .	37
II.2 Identification des conditions thermiques du contact par méthode inverse . .	41
II.2.a Algorithme de conduction inverse de la chaleur par spécification de	
fonction . . . . .	42
II.2.b Estimation du flux thermique monodimensionnel dans le pion . . . .	44
II.2.c Estimation du flux thermique dans le disque . . . . .	49
II.2.d Répartition du flux généré sur la surface du pion . . . . .	56

---

<b>III</b>	<b>Caractérisation tribologique du matériau d'étude</b>	<b>59</b>
III.1	Identification des sollicitations thermiques dans le contact . . . . .	60
III.1.a	Estimation monodimensionnelle dans le pion . . . . .	60
III.1.b	Estimation dans le disque . . . . .	65
III.1.c	Répartition tridimensionnelle du flux thermique dans le pion . . . . .	68
III.2	Comportement tribologique du couple pion - disque sur Tribomètre Grande Vitesse . . . . .	72
III.2.a	Caractérisation tribologique du pion en résine pure . . . . .	73
III.2.b	Caractérisation tribologique du pion chargé de particules . . . . .	77
III.3	Synthèse des résultats obtenus . . . . .	81
<b>IV</b>	<b>Stratégie de modélisation à échelle mésoscopique de la décohésion d'une charge</b>	<b>83</b>
IV.1	Description du Volume Local d'Étude (VLE) . . . . .	85
IV.1.a	Volume Local d'Étude et conditions aux limites . . . . .	85
IV.1.b	Configurations testées . . . . .	87
IV.2	Rhéologie du matériau d'étude . . . . .	89
IV.2.a	Caractérisation rhéologique de la résine . . . . .	90
IV.2.b	Décohésion à l'interface matrice - particule . . . . .	95
IV.3	Analyse du modèle pour une interface non endommagée . . . . .	102
IV.3.a	Formation des plateaux de contact privilégiés . . . . .	102
IV.3.b	Sollicitation de l'interface matrice - renfort . . . . .	104
IV.4	Sensibilité de la décohésion aux conditions rencontrées . . . . .	106
IV.5	Corrélations et voies d'amélioration . . . . .	112
	<b>Conclusion générale et perspectives d'études</b>	<b>115</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>121</b>
<b>A</b>	<b>Mesures des propriétés thermiques de la résine</b>	<b>127</b>
<b>B</b>	<b>Rigidité de l'interface <math>k_\sigma</math></b>	<b>131</b>

# Introduction

Les présents travaux s'inscrivent dans la continuité des projets soutenus depuis plusieurs années par le Campus International pour la Sécurité et l'Intermodalité dans les Transports (CISIT CPER). Afin d'apporter cette sécurité à leurs utilisateurs, les systèmes de frein des véhicules se doivent d'être performants et fiables en toute situation. Le frein à disque est de nos jours le plus utilisé étant donné sa capacité à dissiper une énergie cinétique importante sur un court intervalle de temps. Cependant, des conditions d'utilisation sévères engendrent souvent une perte d'efficacité du mécanisme présentant un risque pour les usagers.

L'étude bibliographique a montré que l'analyse du contact disque-garniture est complexe en raison de la pluridisciplinarité qu'elle nécessite. La dégradation importante du comportement de la garniture lors d'une succession de sollicitations est généralement responsable de la perte d'efficacité du système. Le *fading* correspond à une chute importante du coefficient de frottement généralement observée pour les températures élevées. Certaines équipes travaillent sur le choix des composés d'une plaquette et ont permis de retarder l'apparition de ce phénomène. L'optimisation nécessite cependant de nombreuses campagnes expérimentales afin de caractériser chaque composition testée et ne permet pas toujours de comprendre les mécanismes mis en jeu. La théorie du troisième corps, initialement exposée par Godet [GOD84], et le développement récent de la modélisation par éléments discrets tendent à expliquer ces phénomènes par la circulation et les interactions entre particules dans le contact.

La démarche proposée ici traite de l'étude du comportement en contact d'une garniture simplifiée en condition de freinage automobile et de sa modélisation à échelle mésoscopique. Afin de limiter les interactions et les synergies entre particules, les travaux sont menés sur une matrice organique renforcée d'un seul type de charge, des particules sphériques d'acier. Deux voies complémentaires sont investiguées. Une approche expérimentale, conditionnée par la mise en place d'une nouvelle plateforme de tribologie à grande vitesse, est engagée pour mesurer l'évolution du coefficient de frottement avec les conditions d'essais et pour identifier les modes d'usure d'un tel matériau. Une approche numérique à l'échelle du renfort vise à déterminer les sollicitations favorisant la décohésion d'une charge de la matrice.

L'équipe Matériaux Surface et Mise en forme du laboratoire TEMPO développe depuis plusieurs années des moyens d'essais spécifiques afin d'étudier le frottement dans les conditions caractéristiques des procédés de fabrication (usinage, forgeage, laminage). L'essai Warm Hot Upsetting Sliding Test permet notamment de simuler expérimentalement les conditions d'un contact d'un procédé de mise en forme en créant une déformation plastique en surface d'un échantillon [DUB05]. L'essai Upsetting Rolling Test, conçu par Deltombe [DEL01], permet de reproduire les caractéristiques mécaniques d'un contact bande - cylindre propre au procédé de laminage. Tout comme ces prédécesseurs, ce moyen d'essai est destiné à identifier des lois de frottement dépendantes des conditions de contact : pression, vitesse, température... La nouvelle plateforme (HST) mise en place ici a des applications en UGV et en freinage. L'axe freinage est celui développé dans le cadre de ce mémoire. Le Tribomètre Grande Vitesse est dimensionné sur une machine d'usinage grande vitesse permettant de travailler jusqu'à  $15000 \text{ trs.min}^{-1}$  en vitesse de rotation et d'appliquer des sollicitations sévères de freinage.

Le pion et le disque sont instrumentés de thermocouples dans la masse, dans des zones proches du contact déterminées par une étude de sensibilité, et des modèles inverses de conduction thermique sont développés pour déterminer le champ thermique dans chacun d'eux. Ils permettent de calculer le flux thermique dissipé et de remonter numériquement à la température dans le contact par une mesure dans la masse. Une collaboration est réalisée avec l'équipe Dynamique des Fluides et Transferts Thermiques du laboratoire TEMPO pour mettre en place des modèles multidimensionnels et déterminer la répartition de la chaleur dans le contact. L'instrumentation par un système de transmission téléométrique, conçu pour les éléments tournants, permet de mesurer la température au sein du disque.

De nombreuses simulations portant sur le freinage considèrent les matériaux purement élastiques sans tenir compte des fluctuations avec la température. Une identification de la rhéologie de la résine et de la cohésion des charges est menée en prenant en considération la thermodépendance de ces propriétés. Les essais mécaniques sont réalisés sous étuve en traction, compression et flexion. Les propriétés déterminées sont injectées dans un modèle mésoscopique de contact à l'échelle d'une particule renforçant le pion. Le comportement de la particule lors du contact est analysé numériquement dans les plages de sollicitations mécaniques et thermiques rencontrées au cours des expérimentations et comparé aux observations post-essai.

La première partie de ce mémoire expose le contexte du freinage automobile et la recherche de matériaux de friction permettant de conserver un freinage performant au cours de la sollicitation. Les différentes approches rencontrées pour traiter le contact disque-garniture sont présentées et traitent des aspects mécaniques et thermiques.

La plateforme Tribomètre Grande Vitesse (HST) développée dans le cadre de ces travaux permet l'étude tribologique à une échelle réduite du matériau bicomposant dans les conditions d'un freinage automobile. Un système d'acquisition de température avec

transmission de données par induction est adapté sur la partie tournante. Dans le second chapitre sont décrites l'instrumentation et la procédure d'essai suivie sur ce nouvel équipement. Des modèles de conduction inverse de la chaleur sont développés en vue d'identifier température et densité de flux à l'interface. Leur validation par la technique des fichiers sources est également présentée.

Le matériau de composition simplifiée et la résine pure sont caractérisés tribologiquement pour différentes conditions de vitesse et de pression moyenne. L'évolution du coefficient de frottement macroscopique est discutée dans chaque cas en fonction d'une température de surface calculée par méthode inverse. La distribution du flux thermique dans le contact est également discutée dans le troisième chapitre pour le pion et le disque. Des observations par microscopie et par profilométrie mettent en évidence le rôle de la température sur le mode de dégradation de l'interface.

La quatrième partie est dédiée à la modélisation à échelle mésoscopique du déchaussement d'une particule en frottement. La résine ,chargée ou pure, est caractérisée par un ensemble d'essais rhéologiques thermodépendants pour alimenter le modèle numérique. L'influence des conditions de sollicitation et de la température est évaluée sur un Volume Local d'Étude et corrélée aux relevés topographiques après essai tribologique.



# Chapitre I

## Étude bibliographique du contact disque - garniture en conditions de freinage

### I.1 Contexte de l'étude

#### I.1.a Contexte général

Depuis les années 1900 et l'apparition de l'automobile, les systèmes de freinage ont nécessairement eu besoin d'évoluer en parallèle avec l'augmentation des performances des véhicules et des masses à déplacer. Dans la première partie du siècle, les automobiles étaient équipées de frein à tambour ; ce système est devenu progressivement obsolète avec l'augmentation de l'énergie cinétique à dissiper et s'est vu progressivement remplacé par le frein à disque. Leur utilisation est tout d'abord apparue sur les véhicules haute performance et de poids important et est devenue aujourd'hui quasi-générale. Seuls quelques modèles de petits véhicules utilisent encore le système de frein à tambours de nos jours. De nouveaux mécanismes de freins électriques sont en passe d'apparaître sur les véhicules de série. Le développement de ces systèmes a pour but de récupérer une part de l'énergie dissipée. L'économie d'énergie étant au coeur des préoccupations actuelles, ces technologies devraient voir le jour rapidement. Cependant, au vu de l'énergie à dissiper sur un intervalle de temps limité, notamment lors des freinages d'urgence, l'utilisation d'un frein mécanique en complément restera indispensable et nécessite toujours une attention particulière d'optimisation.

Bien que le système de frein à disque soit apparu au début des années 1950, de nombreuses études sont toujours menées pour comprendre les phénomènes mis en jeu. L'amélioration de la technologie passe par la mise en commun de multiples compétences à la vue du nombre de paramètres influant sur le frottement entre deux surfaces et leurs interdépendances. Une description des systèmes de frein et de la composition des éléments frottants est présentée. Un état des lieux des études portant sur l'optimisation de la composition des



garnitures en fonction des caractéristiques recherchées est proposée en relation avec les problèmes rencontrés pour le comportement en frottement et à l'usure pour le couple frottant.

La compréhension des mécanismes intervenant à l'interface passe par l'expérimentation et la modélisation. Des observations des interfaces permettent de mieux appréhender le contact et la modélisation à échelles mésoscopique et microscopique tendent à expliquer le comportement local. La dépendance à la température du coefficient de frottement et de l'usure étant importante, il convient de mesurer et de prédire sa valeur au cours du freinage. Sa détermination passe par le développement de techniques de mesure adaptées et des modèles analytiques ou numériques robustes.

### I.1.b Description du système de frein à disque

Le frein à disque a pour fonction de ralentir et d'arrêter un véhicule sous l'action de la pédale ou du levier de frein actionné par le conducteur [CAR89]. L'énergie cinétique due au mouvement du véhicule se transforme sous la forme d'énergie calorifique par le frottement entre la piste aménagée sur le disque et une garniture servant d'agent de friction. Le système se compose principalement de trois éléments distincts : deux garnitures (ou plaquettes), un disque et un étrier relié à un dispositif hydraulique de transmission de pression.

#### La garniture



FIGURE I.1 – Plaquette de frein automobile organo-métallique

Une plaquette (Figure I.1) est l'élément de friction qui va être appliqué contre le disque par l'intermédiaire de l'étrier. La pression transférée implique une force de frottement s'opposant au mouvement, d'intensité fonction du coefficient de frottement  $\mu$ .

En freinage automobile, le patin est partiel car il ne couvre qu'une partie angulaire de la piste de frottement du disque. Ce type de contact est défini comme ouvert : la piste aménagée sur le disque n'est pas constamment sollicitée par le patin. Cette configuration est avantageuse pour le refroidissement du disque. L'évacuation des débris d'usure est favorisée, par comparaison à un système fermé.

Carré [CAR90] expose les principales qualités demandées aux garnitures, les critères de choix et les essais mécaniques de caractérisation. Bien que les normes et la composition des plaquettes soient en constante évolution, les éléments apportés sont toujours d'actualité. La qualité d'une plaquette se traduit par :

- Un coefficient de frottement  $\mu$  stable au cours du freinage
- Une usure contrôlée, la plus faible possible et uniforme pour des matériaux qui ne dégradent pas prématurément le disque
- Une faible compressibilité pour éviter l'altération du frottement
- La stabilité du matériau avec les variations de température

Le patin est un composite obtenu par compaction à chaud à partir de nombreux composants (jusqu'à vingt de différentes natures). D'une manière générale, on retrouve toujours quatre types de constituants, répertoriés dans le tableau I.1, donnant à la garniture des propriétés spécifiques.

Constituants	Volume(%)
Matrice phénolique	20-30%
Fibres structurelles	20-30%
Particules lubrifiantes	30-35%
Particules abrasives	10-15%

Tableau I.1 – Composition simplifiée d'une garniture automobile [ERI00]

La matrice, ou liant, permet de retenir les différentes particules et fibres entrant dans la composition. Son choix dépend de l'applicatif et des propriétés thermomécaniques recherchées. On distingue trois types de garnitures dont la dénomination dépend du type général de la matrice : minérales, semi-métalliques et organo-métalliques. Les deux premières sont obtenues par un frittage à haute température et sous pression avec de fines poudres minérales ou métalliques. L'utilisation de garnitures organo-métalliques en Europe est quasi-générale en automobile, les deux autres représentant une part inférieure à 5%. La matrice est une résine thermodurcissable et la garniture est mise en forme par compaction à une température autour de 200°C et sous une pression avoisinant 10 bar. Ce liant confère une bonne stabilité au système lors de l'échauffement et représente en moyenne 20% de la composition. Des ajouts minimes d'élastomères sont courants afin d'apporter de l'amortissement.

Les fibres structurelles participent au renforcement de la garniture. Suite à l'interdiction de l'amiante pour des raisons sanitaires, elles ont été remplacées par des fibres synthétiques, essentiellement métalliques (acier, cuivre et alliages, aluminium), mais aussi de verre, de Kevlar ou de carbone.

Les agents lubrifiants permettent de lui conférer un coefficient  $\mu$  stable au cours de l'évolution des conditions de contact (pression, vitesse, température). Il n'existe pas réellement de loi expliquant l'influence de ces différents agents sur le frottement : le choix est essentiellement basé sur des relations empiriques issues de nombreuses campagnes expérimentales. Parmi les ajouts les plus rencontrés, on trouve de fines particules de laiton, de bronze (composés cuivrés), de graphite, de sulfures métalliques...

Les particules abrasives procurent un coefficient de frottement élevé et permettent de limiter l'usure de la garniture. Ce sont essentiellement des particules minérales telles que la silice et autres oxydes. Leur utilisation est cependant limitée afin de préserver la piste de frottement du disque. Diverses charges sont également ajoutées afin de réduire les coûts de production. On trouve régulièrement des particules minérales telles que mica, vermiculite ...

Jusqu'à présent, il n'existe pas de loi fondamentale permettant de prévoir l'influence de chaque constituant sur le comportement en frottement. Les proportions introduites sont déterminées par l'expérience qu'ont acquise les fabricants. Ils réalisent généralement un ensemble d'essais sur les garnitures nouvellement conçues en se référant à des normes préconisant des sollicitations sévères. La norme ECE R-90 est de nos jours une référence pour les constructeurs européens.

## **Le disque**

Le disque est solidaire de la roue. La genèse d'un frottement sur sa surface va engendrer un ralentissement des roues et globalement du véhicule. Il est de forme cylindrique et partiellement composé de surfaces opposées dédiées au frottement de la garniture : les pistes. Le rotor doit résister à des efforts mécaniques intenses et présenter une bonne résistance à l'usure. Les débris circulants provenant de la garniture ont pour certaines des duretés élevées et peuvent générer un labourage dévastateur sur la piste de frottement. Afin de limiter la dégradation suite à des chocs thermiques, le matériau utilisé se doit d'avoir une conductivité et une capacité thermique élevées pour limiter l'échauffement local.

L'apparition des disques de frein ventilés a permis d'améliorer sensiblement le refroidissement mais pose toujours le problème de gradients thermiques entre les ailettes de refroidissement reliant les flasques frottées. Ces différences de températures importantes créent des contraintes thermiques qui favorisent l'endommagement et la rupture par fissuration. Dans le secteur de l'automobile, ils sont généralement en fonte à graphite spheri-

coïdal GS (acier 3-4% C) avec des ajouts propres à chaque fabricant (figure I.2). L'ajout de magnésium donne une structure sphéroïdale aux lamelles de graphites, améliorant la ductilité et la ténacité du matériau.



FIGURE I.2 – Disque de frein automobile ventilé

## L'étrier

L'étrier est fixé sur l'essieu du véhicule et recouvre une partie angulaire de la surface frottée du disque. Il permet de guider les garnitures et de les appliquer contre le rotor au moyen d'un ou plusieurs pistons. On distingue principalement deux types d'étrier. L'étrier fixe est muni de pistons de part et d'autre du disque (figure I.3(a)). Cette disposition a été utilisée pour les premières applications. L'étrier mobile ne dispose que d'un seul piston mais est en revanche muni d'un degré de liberté lui permettant de se mouvoir soit en translation soit en rotation (figure I.3(b)). Lors de l'application de la pression hydraulique, l'étrier se déplace afin de répartir l'effort sur chaque garniture.

Le second système présente deux avantages. L'encombrement est d'une part moins important et d'autre part, contrairement à un étrier fixe, il ne nécessite pas le passage du liquide de frein à l'intérieur de celui-ci et à proximité du disque chaud. Le rayonnement du disque peut en effet induire l'ébullition du liquide et ainsi le dégrader rapidement. Ce phénomène, dénommé "Vapor Lock", peut considérablement réduire la fonction frein et être source de danger si le circuit n'est pas renouvelé régulièrement.

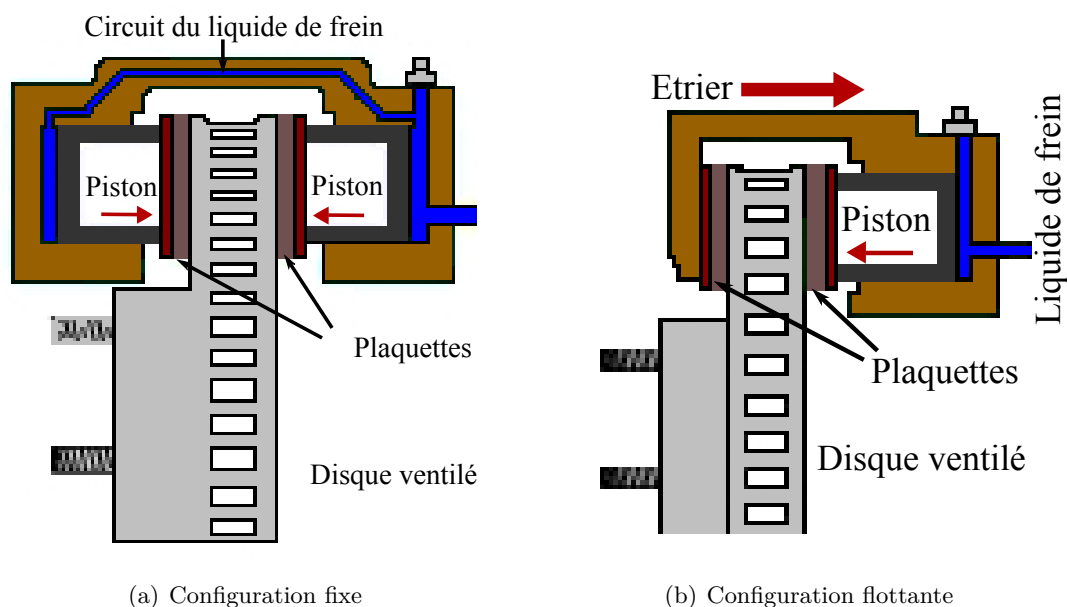


FIGURE I.3 – Représentation du fonctionnement d'étriers de freins automobiles

### I.1.c Optimisation de la qualité des matériaux

Le choix du matériau pour le disque et des composants de la garniture influence considérablement le comportement de l'interface vis à vis des conditions de contact. Les proportions des éléments chimiques et des renforts dans chacun sont généralement optimisées en fonction de l'application. Ainsi l'ensemble disque-garniture en aéronautique n'est pas dimensionné et conçu selon les mêmes spécifications que pour le ferroviaire ou l'automobile. L'usure n'entre pas en considération mais l'efficacité doit être optimale pour des températures pouvant atteindre plus de 3000 °C. En automobile, le coefficient de frottement est généralement compris entre 0.35 et 0.45 mais ce qui importe le plus est son invariabilité au cours d'un freinage continu. De nombreux paramètres influent sur sa valeur notamment la température, les facteurs environnementaux comme l'eau pouvant pénétrer dans le contact, les différentes débris circulants dans le contact...

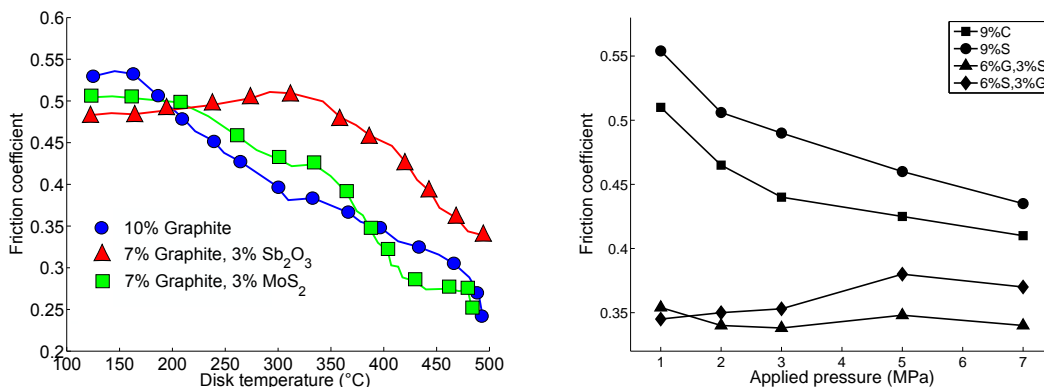
Le *fading* est une perte d'efficacité importante qui intervient lors de l'accumulation de la chaleur suite à une succession de freinages. L'origine de ce phénomène est généralement expliqué par la dégradation importante de la résine phénolique pour des températures supérieures à 300 °C. Le développement de nouvelles résines permet de retarder l'apparition de ce phénomène en utilisant des thermodurcissables avec des températures de fusion plus élevées [GUR07]. Il convient également d'utiliser un matériau dont la résistance mécanique et la compressibilité varient peu avec la température. Actuellement, les résines développées n'ont pas permis d'apporter des améliorations sensibles du comportement en frottement et à l'usure [BIJ05].

Le choix des renforts, des particules abrasives et des lubrifiants solides insérés dans la

résine fait l'objet de nombreuses études. Des campagnes expérimentales sont généralement menées afin d'évaluer l'amélioration apportée par le remplacement d'un composant par un autre, l'augmentation de la quantité d'un type de particule (quantité d'abrasif, quantité de lubrifiant), la synergie entre plusieurs composés. L'évolution du coefficient moyen de frottement avec les conditions de contact (pression, vitesse, température), la stabilité du frottement et la mesure des taux d'usure de la garniture et du disque permettent de déterminer empiriquement l'amélioration apportée.

Les travaux de Jang et al. [JAN04] portent sur l'influence de la composition de la fibre de renfort. La caractérisation de garnitures renforcées successivement par des micro-fibres d'acier, de cuivre et d'aluminium a mis en évidence que le dernier type de renfort était moins performant dans des conditions de freinage automobile. Cependant, le comportement des garnitures renforcées avec de l'acier et du cuivre est largement influencé par le matériau du disque. Le coefficient de frottement est très sensible à la vitesse de glissement et peu à la pression moyenne dans le cas d'un disque en fonte. L'effet inverse est observé pour un contre-disque en aluminium renforcé de carbure de silicium où le facteur pression est prépondérant sur le facteur vitesse.

Kim, Cho et al. [CHO06], [KIM07] ont expérimenté le choix de particules lubrifiantes afin d'étudier les synergies pouvant intervenir entre elles. L'évolution du coefficient de frottement avec la température et la pression pour des compositions contenant soit du graphite, soit du  $Sb_2O_3$ , soit des teneurs partagées montre que le comportement en *fading* est meilleur pour les garnitures hybrides (figure I.4).



(a) Coefficient de frottement moyen pour différents lubrifiants en fonction de la température (b) Coefficient de frottement moyen pour différents lubrifiants en fonction de la pression hydraulique

FIGURE I.4 – Évolution du coefficient de frottement moyen avec la teneur en particules lubrifiantes [CHO06], [KIM07]

Les auteurs expliquent ce phénomène par des effets complémentaires entre les constituants. Une analyse calorimétrique différentielle laisse apparaître que la dégradation ou l'oxydation des lubrifiants interviennent pour des températures différentes. L'hypothèse

que chaque composé lubrifiant soit bénéfique pour une plage de température différente est émise.

Partant du principe que le comportement à l'usure et la stabilité du frottement étaient des phénomènes complexes à expliquer étant donné la synergie entre les différents constituants, Lu [LU06] aborde le problème du choix des composés par une approche statistique en classant les renforts selon leur résistance à l'usure. L'étude donne une tendance quant au choix des proportions appropriées pour chaque élément mais sans expliquer phénoménologiquement les interactions des particules entre elles.

Les approches présentées reposent sur de nombreuses expérimentations et permettent dans des délais relativement courts de proposer des voies d'optimisation quant au choix de renforts à ajouter dans une garniture. Ils ne permettent cependant pas d'expliquer les phénomènes mécaniques et thermiques intervenant à l'interface. Notre étude porte volontairement sur une composition simplifiée de garniture : des particules sphériques d'acier, de diamètre proche de la taille caractéristique des fibres contenues dans un patin, englobées dans une matrice en résine phénolique. L'intérêt est de pouvoir identifier le comportement individuel d'un tel renfort en évitant les synergies qui pourraient avoir lieu pour plusieurs constituants. Le comportement en frottement et à l'usure sera étudié dans des conditions de contact proches du freinage automobile.

## I.2 Étude thermomécanique du contact

Les phénomènes mécaniques et thermiques observés dans le cadre du freinage automobile sont décrits dans la suite de ce chapitre. Concernant l'aspect tribologique, les éléments apportés par l'observation des surfaces de contact, la théorie portant sur la circulation des corps à l'interface et les différentes voies de modélisation du contact mécanique sont présentées. Le comportement de l'interface étant fortement influencé par les conditions thermiques, une revue des techniques expérimentales et numériques permettant d'accéder à la température de contact et à l'énergie dissipée est développée. Les phénomènes de localisation thermique sont également détaillés.

### I.2.a Aspect tribologique du contact

#### Comportement de l'interface

Les causes de l'usure dans un contact thermomécanique sont extrêmement variées et dépendent d'un ensemble complexe de paramètres. Les conditions de sollicitations mécanique, thermique et environnementale influent sur la prépondérance d'un mécanisme d'usure ainsi que sur la rigidité et la ténacité des surfaces frottées. Dans le cas des contacts secs, et notamment dans celui du freinage, comme représentées sur la figure I.5, quatre

types de dégradation sont généralement observés : l'usure adhésive, l'usure abrasive, l'usure par fatigue et la décohésion renfort-matrice.

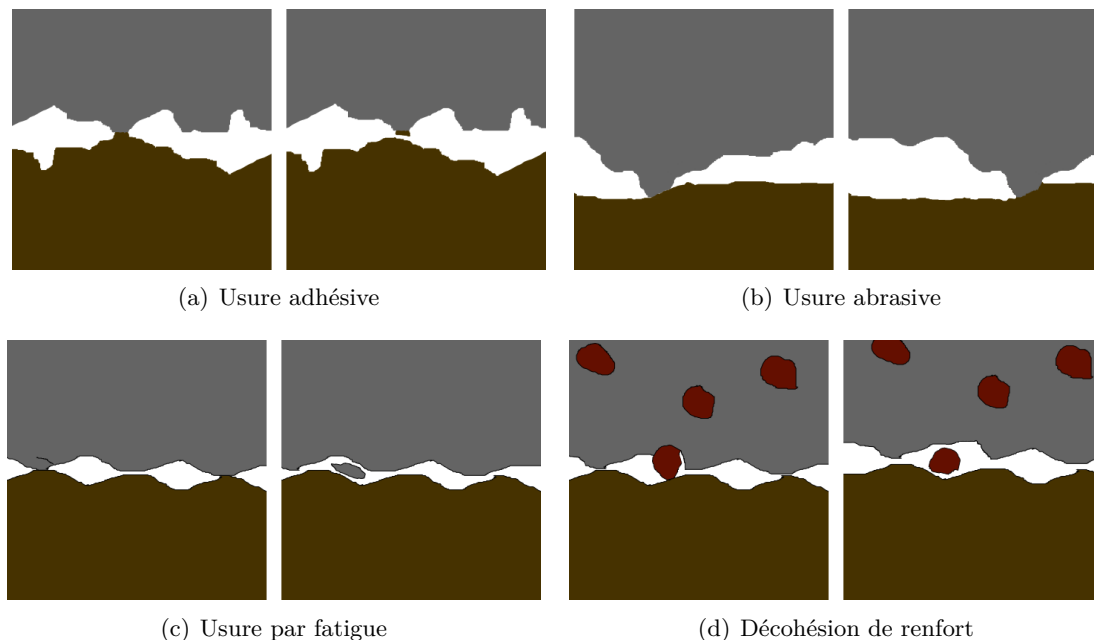


FIGURE I.5 – Principaux modes d'usure rencontrés en frottement sec

L'usure adhésive s'observe par le transfert de matière d'un corps à un autre suite à leur mise en contact (figure I.5(a)). Ce phénomène est favorisé par la réactivité chimique des surfaces entre elles qui est généralement activée par l'élévation importante de température au niveau de leurs aspérités et l'accroissement de la pression de contact. Des microsoudures sont ainsi formées et sont soumises à un cisailage intense. En fonction de la résistance de la liaison, celle-ci peut céder au niveau de l'interface et ainsi ne pas transférer de matière : la soudure est moins résistante que les deux aspérités mises en contact. En revanche, un transfert de matière plus important a lieu du matériau le plus tendre au plus dur lorsque la liaison chimique est importante. L'intensité du cisailage dans l'aspérité du matériau le moins résistant induit l'arrachement de celle-ci.

L'usure abrasive se manifeste par la déformation plastique du corps le plus tendre par le corps le plus dur (figure I.5(b)). Dans le cas de l'usure abrasive à deux corps, des sillons apparaissent à la surface du corps usé témoignant du passage selon la direction du frottement du corps le plus résistant. Ce phénomène prend également le nom de labourage. Lors de la circulation de particules de dureté élevée dans l'interface, celles-ci génèrent également des empreintes de labourage moins régulières. C'est le cas de l'usure abrasive à trois corps pour laquelle les sillons se retrouvent généralement plutôt dans le corps le plus dur. Les particules circulantes ont tendance à se loger dans le matériau le plus ductile et donc à endommager le corps le plus résistant le long duquel elles circulent.



Le frottement de deux surfaces peut être considéré comme un phénomène cyclique étant donné la répétition à plus ou moins court terme de sollicitations. Les zones en contact sont alors exposées à la propagation de fissures dans les sous-couches. Pour les matériaux ductiles, le phénomène observé s'apparente à une délamination (figure I.5(c)). La surface dégradée laisse apparaître des zones en forme d'écailles desquelles des microplaques de matières se sont détachées. Pour les matériaux fragiles, type céramique, l'usure par fatigue est plus importante car elle intervient pour un faible nombre de cycles. Lorsque la ténacité du matériau est faible, elle conduit à des ruptures brutales et génèrent des débris d'usure sous la forme de particules.

Dans le cas d'un matériau composite, on peut également distinguer la dégradation de surface de contact suite à une rupture de la liaison matrice-renfort. Selon la cohésion de cette interface, les microfissures vont se propager sous l'action des contraintes dans le contact soit dans la matrice ou le renfort (usure par fatigue) soit à l'interface. Dans ce second cas, on parlera d'usure par décohésion ou déchaussement puisque que c'est la faiblesse de la liaison qui est responsable d'un départ de matière (figure I.5(d)).

Étant donné le nombre de modes d'usure différents et les interactions entre eux, il est relativement difficile de proposer une loi d'usure prenant en compte l'ensemble des phénomènes. Archard [ARC53] a proposé une loi donnant une variation linéaire du volume de matière dégradé avec la distance parcourue, l'effort normal et inversement proportionnel à la dureté. Depuis, il a été établi que cette relation ne pouvait s'appliquer qu'à un nombre limité de cas d'études et valait pour les contacts dont le mode d'usure prédominant est l'abrasion. Plus récemment, Lee [LEE02] a proposé un modèle d'usure prenant en compte plusieurs modes (abrasion, fatigue, décohésion) pour un composite de matrice ductile renforcée par des particules plus dures. L'auteur émet cependant l'hypothèse que les particules d'usure ne participent plus au contact dès leur détachement. Une bonne corrélation entre modélisation et expérimentation a été trouvée pour un pion en résine époxy renforcé par des particules en aluminium de 100  $\mu\text{m}$  de diamètre contre un papier abrasif d'alumine.

## Observation des surfaces frottées

### Analyse des surfaces de contact

Une analyse détaillée de l'évolution de la surface de contact a été entreprise par Eriksen and al. [ERI00] afin de comprendre les mécanismes locaux intervenant entre le disque et la garniture. Une étude approfondie de la surface du pion par des mesures profilométriques et des observations au microscope électronique à balayage montre que la surface frottante peut être divisée en 3 zones caractéristiques. Ces phénomènes ont notamment pu être étudiés grâce à une observation in-situ en filmant la zone de contact du pion au travers d'une surface glissante en verre [ERI01].

Il a établi que côté garniture, le contact se réalisait sur des zones privilégiées nommées

plateaux de contact comme représentés sur la figure I.6, qui peuvent être divisés en deux types, auxquelles on peut opposer les cavités.

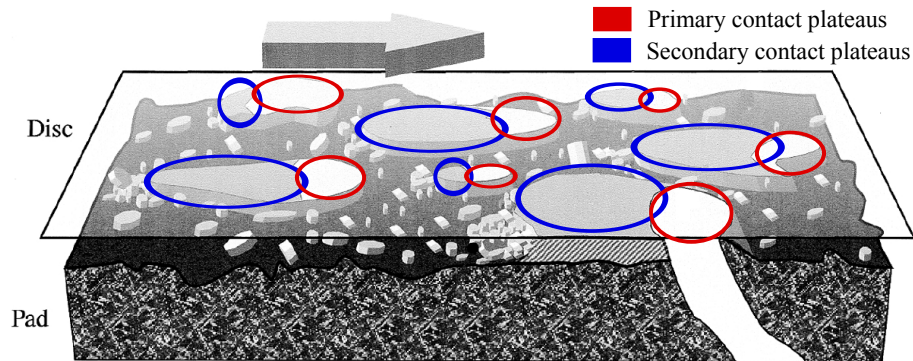


FIGURE I.6 – Formation des plateaux de contact [ERI00]

Les cavités sont formées par un départ de matière suite à des phénomènes qui peuvent être soit mécaniques (usure abrasive, détachement de particules...) soit thermiques (notamment la décomposition de la résine lors de montées en température). Les particules de matière provenant de ces cavités constituent un flot de débris circulant dans le contact

Sur la surface de la garniture, des zones préférentielles de contact, appelées plateaux primaires, se forment suite à la dégradation de zones moins résistantes mécaniquement et thermiquement. Les plateaux primaires de contact sont dans la majorité des cas des fibres métalliques débouchantes toujours fixées dans la matrice phénolique. La résine en surface s'est dégradée avant la fibre qui de ce fait sort sur une épaisseur de l'ordre de plusieurs micromètres.

Les plateaux secondaires de contact sont composés de débris d'usure qui se compactent sous l'effet de la pression de contact et de la température dans l'interface. Les plateaux primaires de contact sont des sites de nucléation privilégiés pour les particules circulant dans le contact ; les plateaux secondaires se forment à l'avant des plateaux primaires qui limitent la circulation des débris. Les plateaux secondaires sont néanmoins particulièrement instables car leur grossissement et leur dégradation dépendent essentiellement de la pression et de la température. Une diminution de la pression au cours du frottement va favoriser la circulation des débris et diminuer le nombre de particules emprisonnées entre le disque et le plateau primaire. De plus, la dégradation, voire la destruction d'un site de nucléation, entraîne la destruction du plateau secondaire.

Ces zones de contact privilégiées représentent environ 15 à 20% de la surface totale d'une garniture de composition standard (figure I.7). Une zone privilégiée, représentant le plateau primaire et le plateau secondaire lui étant associé, a un diamètre moyen de l'ordre de 50 à 500  $\mu\text{m}$  pour une épaisseur de quelques micromètres. Elle sera d'autant

plus étendue si les conditions de freinages précédentes auront été intenses (pression et température élevées).

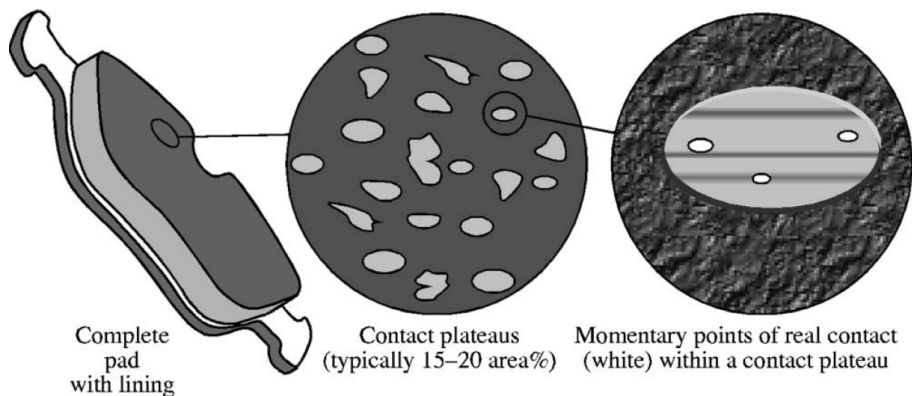


FIGURE I.7 – Représentation de la surface réelle de contact [ERI00]

### Évolution de la surface de contact

La surface réelle de contact entre le disque et la garniture varie au cours du freinage et des cycles de freinages. Plusieurs phénomènes expliquent l'évolution de la zone de contact [ERI02].

La surface de contact évolue constamment au cours d'un freinage . L'effort normal d'application de la garniture change notamment sous l'effet des vibrations dans le système. De plus, avec l'apparition de l'AntiBlockierSystem, la pression hydraulique est adaptée dans l'étrier afin d'éviter la perte d'adhérence de la roue sur la route. L'évolution de la pression normale de la garniture sur le disque modifie le nombre de plateaux de contact engagés ainsi que la surface de chaque plateau en contact avec le disque par accommodation élastique.

D'autres causes proviennent de phénomènes résultant de l'accumulation de plusieurs freinages :

- La formation, le grossissement et la destruction de plateaux de contact conditionnent la taille de l'aire réelle de contact. Ces phénomènes sont d'ailleurs liés, comme cité précédemment, aux conditions de pression et de température.
- L'augmentation de la température au cours du freinage a également comme effet de modifier les propriétés élasto-plastiques des zones de contact, d'augmenter la surface de contact par dilatation thermique ou au contraire de réduire cette surface par la décomposition thermique de la résine.
- L'adaptation globale de la forme de la garniture sur la surface du disque est également à considérer. Il a par exemple été établi que la garniture prenait une forme convexe après refroidissement. La pression devenant plus élevée avec la dilatation

- sur les zones les plus affectées thermiquement, le retrait y est alors plus important.
- Enfin la composition chimique de l'interface et la quantité de débris emprisonnés dans le contact varient également en fonction des conditions appliquées au cours des freinages précédents.

### Approche par la théorie du 3ème corps

La notion de troisième corps, jusque là utilisée pour expliquer les mécanismes intervenant dans les contacts lubrifiés, a été étendue au cas des contacts secs par Godet [GOD84]. Berthier [BER88] a expliqué les phénomènes d'accommodation de vitesse entre les interfaces des premiers corps par cette théorie dans le cas du fretting. Les particules créées par les phénomènes d'usure participent activement au comportement en frottement par leur circulation dans le contact.

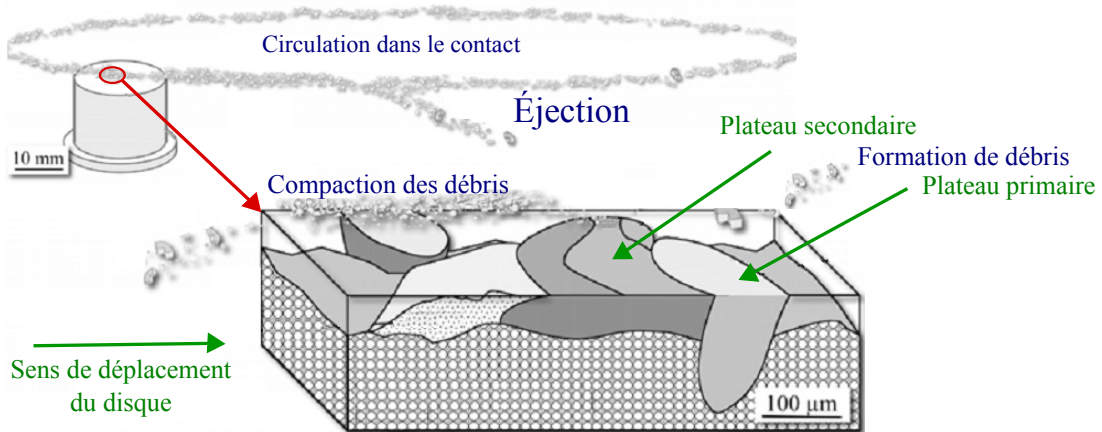


FIGURE I.8 – Circuit tribologique dans un contact pion-disque

Le circuit tribologique, représenté figure I.8, se caractérise par différents débits de particules circulantes. La dégradation des surfaces des premiers corps génère au sein du contact un flot de particules appelé débit source interne ("Source flow"). Dans le cas d'un contact avec apport d'un lubrifiant extérieur, qu'il soit solide ou liquide, on parle d'un débit source externe, l'origine des éléments le composant ne provenant pas des corps sollicités.

Une circulation au sein du contact s'opère avec le transport par le solide en mouvement. Les particules se déplaçant entre les plateaux de contact ("Flat plate") correspondent au débit interne ("Internal flow").

Dans le cas de contact ouvert où l'une des surfaces frottantes n'est pas recouverte en permanence, une partie des débris sort du contact : c'est le débit externe ("External flow"). Ces débris peuvent soit revenir dans le contact, débris de recirculation ("Recirculation flow"), soit être définitivement éjectés de la surface sous forme de débris d'usure ("Wear flow").

La circulation des débris au sein du contact reste une donnée difficile à déterminer celui-ci étant fermé. Majcherczak et al. [MAJ06] ont observé l'accumulation du troisième corps à travers un pion en saphir. Ils ont corrélé les échauffements locaux observés par une caméra thermique aux concentrations de particules dans l'interface.

### Modélisation du frottement et de l'usure

L'identification de lois de frottement locales nécessite de prendre en compte l'ensemble des phénomènes intervenant dans l'interface et de déterminer les paramètres les plus influents sur le contact. La simulation numérique de tels problèmes peut être réalisée à différentes échelles (macroscopique, mésoscopique ou microscopique).

Le développement des techniques numériques a permis d'implémenter l'usure abrasive dans les logiciels de calcul par éléments finis. Ces modèles sont basés sur une loi d'Archard modifiée donnant le taux d'usure en fonction de la distance parcourue sur la surface, de l'effort appliqué, du coefficient de frottement et de paramètres propres aux matériaux étudiés. L'usure est obtenue localement en relevant les conditions de contact telles que vitesse de glissement, pression locale, cisaillement, voire température pour tous les noeuds participant au frottement. Un déplacement est alors calculé pour chacun d'entre eux et appliqué dans le modèle éléments finis pour simuler la réduction du volume de matière. Les noeuds en contact se déplacent dans la direction normale à la surface en contact à chaque pas de temps (figure I.9).

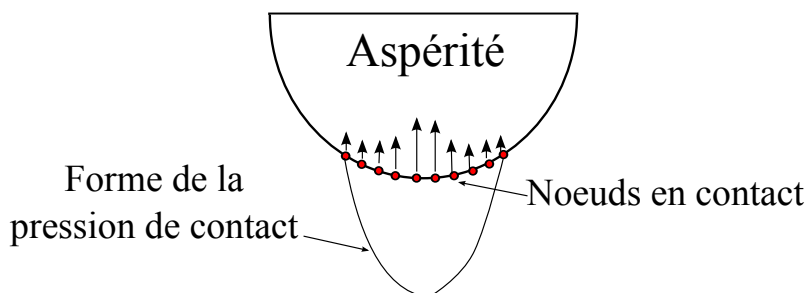


FIGURE I.9 – Modélisation de l'usure abrasive locale par éléments finis

McColl [MCC04] a simulé le contact cylindre-plan de type fretting pour un couple de matériaux alliage d'acier haute résistance. L'observation par profilométrie des surfaces suite à une campagne expérimentale a montré que cette technique permettait de retrouver de manière significative le profil d'usure.

Hegadekatte [HEG08] a identifié un coefficient d'usure dans le cas d'un contact cylindre-cylindre pour des matériaux céramiques. Le modèle développé a été implémenté sur le logiciel commercial ABAQUS dont l'une des extensions permet le remaillage automatique

de tout ou partie d'une pièce à chaque pas de temps.

L'utilisation de la modélisation selon la loi d'Archard reste cependant limitée aux contacts pour lesquels l'abrasion est dominante. Cette technique ne prend pas en compte les autres modes d'usure et bien qu'elle permette de retrouver dans les cas présentés le profil d'usure, elle n'explique pas les phénomènes mis en jeu. Elle est cependant une bonne alternative pour évaluer l'évolution de la zone de contact dans certaines applications.

La modélisation par des éléments discrets se développe depuis quelques années pour étudier différents types de problèmes de déformation de structures [PSA01]. Cette technique est une alternative à la mécanique des milieux continus. Elle est fondée sur des équations de mouvements de particules reliées entre elles par des relations définissant les interactions entre voisins. Cette méthode a été utilisée par Fillot [FIL07] pour simuler l'usure d'un contact en se basant sur des relations provenant de la théorie du 3ème corps. L'expérimentation a montré que la technique permettait de prédire raisonnablement les masses de particules détachées, circulantes et éjectées du contact. Dmitriev [DMI08] a utilisé les éléments discrets afin de calculer le coefficient de frottement local pour un freinage automobile pour différentes compositions de troisième corps (figure I.10).

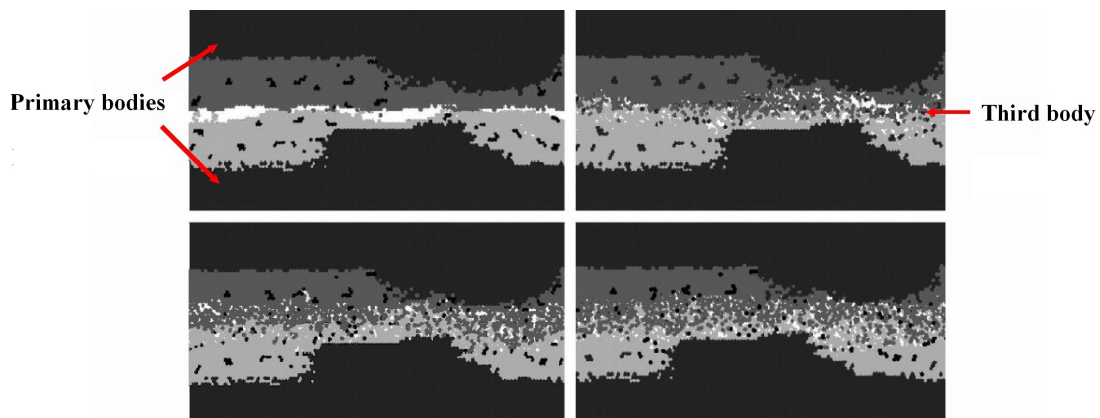


FIGURE I.10 – Modélisation de l'interface disque-garniture par éléments discrets [DMI08]

### I.2.b Aspect thermique du contact

#### Génération de la chaleur au niveau du contact glissant

Lors de l'application d'un corps fixe sur un corps en rotation, l'effort tangent résultant de la pression de contact et du coefficient de frottement propre au système, induit la dissipation de l'énergie cinétique du corps en mouvement sous forme de chaleur, de déformation plastique des aspérités, de créations de surfaces... Il est généralement admis que la chaleur générée au niveau de l'interface est égale à l'énergie dissipée donnée par l'équation (I.1), celle-ci étant largement supérieure aux énergies dissipées par les autres phénomènes en présence. Le flux total dissipé  $\Phi_{total}$  est le produit du coefficient de frottement  $\mu$ , de

la pression moyenne  $P$ , de la surface en contact de la plaquette  $S_{plaquette}$  et de la vitesse linéaire de glissement  $v_{linéaire}$ .

$$\Phi_{total} = \mu * P * S_{plaquette} * v_{linéaire} \quad (I.1)$$

### Répartition de la chaleur générée entre le disque et la garniture

L'énergie dissipée au niveau de l'interface  $\Phi_{total}$  génère de part et d'autre un flux de chaleur responsable de l'augmentation de la température dans la plaquette  $\Phi_{plaquette}$  et le disque  $\Phi_{disque}$  (équation (I.2)). Le coefficient de partage global  $\alpha$  des flux générés peut alors être introduit. Il représente le rapport entre le flux dissipé dans le corps fixe sur le flux total dissipé (figure I.11). Dans le cas du freinage, on définit le coefficient de partage global comme le rapport entre le flux dissipé dans la plaquette et le flux total (équation (I.3)); la part dissipée dans le disque étant donné par  $1-\alpha$ .

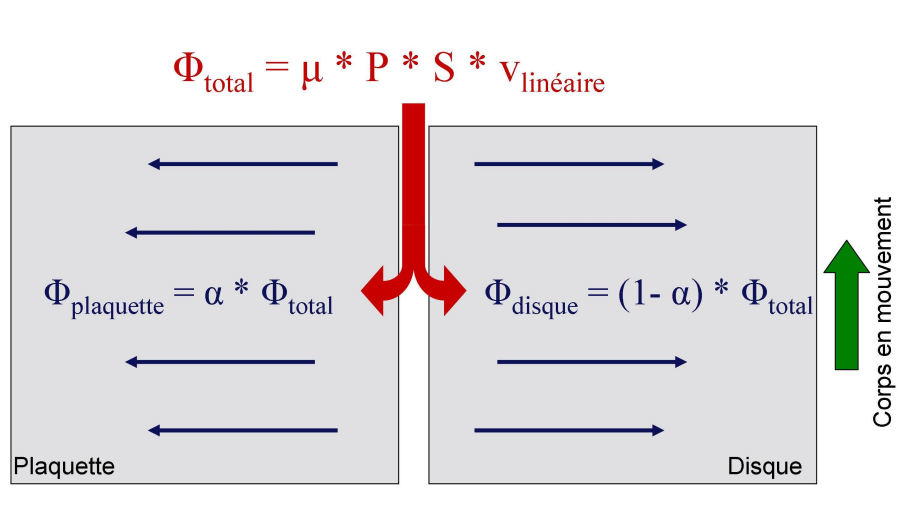


FIGURE I.11 – Répartition du flux thermique généré à l'interface d'un contact parfait

$$\Phi_{total} = \Phi_{plaquette} + \Phi_{disque} \quad (I.2)$$

$$\alpha = \frac{\Phi_{plaquette}}{\Phi_{total}} \quad (I.3)$$

Le calcul de la répartition du flux entre deux corps frottant peut être donné dans le cas stationnaire en fonction des conductivités des matériaux  $k_{garniture}$  et  $k_{disque}$  (équation (I.4)). Cette formulation est donnée dans [DEN00] et est valable pour l'étude de deux corps de dimension et d'épaisseur suffisamment grandes.

$$\Phi_{garniture} = \Phi * \frac{k_{garniture}}{k_{garniture} + k_{disque}} \quad (I.4)$$

Dans le cas d'une étude transitoire, le flux thermique dissipé devient dépendant de la diffusivité de la chaleur à l'interface. Denape [DEN00] donne une approximation de

la répartition des flux thermiques pour le cas d'un freinage en fonction des effusivités thermiques  $\xi$  et des surfaces  $S$  des éléments frottés.(équation (I.5)).

$$\alpha = \frac{S_{garniture} * \xi_{garniture}}{S_{garniture} * \xi_{garniture} + S_{disque} * \xi_{disque}} \quad (I.5)$$

Laraqi [LAR96] a montré que le partage de la chaleur dissipée entre solide fixe et mobile était cependant plus complexe. En effet, les précédentes relations se vérifient uniquement dans le cas d'un contact parfait pour lequel les températures surfaciques sont considérées égales. En réalité, le contact ne se fait pas sur l'intégralité de la surface et une discontinuité de température entre les deux corps est généralement observée. Le coefficient de partage intrinsèque  $\alpha_i$  est directement donné en fonction des effusivités  $\xi$  des corps glissants (équation (I.6)). La résistance de contact  $R_c$  traduit la non continuité et est définie par l'équation (I.7) comme le rapport du saut de température surfacique entre garniture et disque  $T_{S_{garniture}} - T_{S_{disque}}$  par la densité de flux thermique  $\Phi$  traversant l'interface.

$$\alpha_i = \frac{\xi_{garniture}}{\xi_{garniture} + \xi_{disque}} \quad (I.6)$$

$$R_c = \frac{T_{S_{garniture}} - T_{S_{disque}}}{\Phi} \quad (I.7)$$

Cette notion traduit des phénomènes à échelle mésoscopique de transfert de chaleur entre les surfaces par le biais d'un paramètre macroscopique comme représentée par la zone perturbée de la figure I.12.

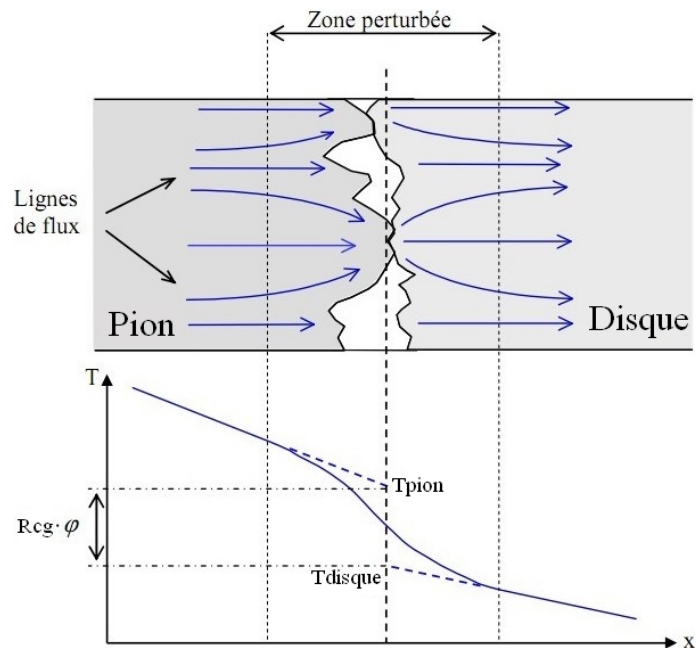


FIGURE I.12 – Constriction des flux thermiques d'un contact imparfait

L'influence de l'ensemble des facteurs intervenant dans le transfert y est ainsi regrou-



pée. On retrouve par exemple la topographie de la surface, la pression et le comportement mécanique des aspérités, la nature des couches surfaciques, la présence d'un lubrifiant liquide ou solide, le transfert par rayonnement...

Dans le cadre d'un contact glissant, le flux thermique traversant le pion est composé d'une partie de l'énergie générée par frottement et d'un transfert de chaleur par conduction au travers des débris et des aspérités formant une barrière thermique, formulée par l'expression (I.8). Le second terme provient de la différence de température entre les surfaces et de la résistance thermique de contact glissant  $R_{cg}$  dont les propriétés sont fonction de la nature de l'interface. Le flux thermique dans le disque se calcule de manière similaire par l'équation (I.9).

$$\Phi_{pion} = \alpha \Phi_{total} + \frac{T_{disque} - T_{pion}}{R_{cg}} \quad (I.8)$$

$$\Phi_{disque} = (1 - \alpha) \Phi_{total} + \frac{T_{pion} - T_{disque}}{R_{cg}} \quad (I.9)$$

Laraqi [LAR96] a mis en évidence que l'augmentation de la vitesse de glissement a pour effet de diminuer la constriction des flux et donc diminue la résistance thermique. Des modèles à échelle mésoscopique permettant de faire évoluer la taille et la périodicité des aspérités de contact montrent que l'augmentation de la taille relative du contact tend à faire évoluer celui-ci vers un contact parfait [LAR04].

#### Évaluation expérimentale des températures au voisinage du contact

Limiter l'échauffement au cours du freinage est primordial étant donné l'effet de la température sur le coefficient de frottement et sur la dégradation des matériaux. Étant donné la complexité d'instrumenter un système tournant par des capteurs de mesure en contact, il est généralement plus courant d'utiliser les techniques sans contact comme la pyrométrie et la caméra infrarouge pour obtenir le champ de température dans le disque. Anderson et al [AND90] ont observé des phénomènes de localisation du contact de la plaquette sur le disque au moyen d'une caméra thermique. L'apparition de zones chaudes de différents types conduit à une classification, présentée figure I.13, et l'origine de chacune ces zones a fait l'objet de théories.

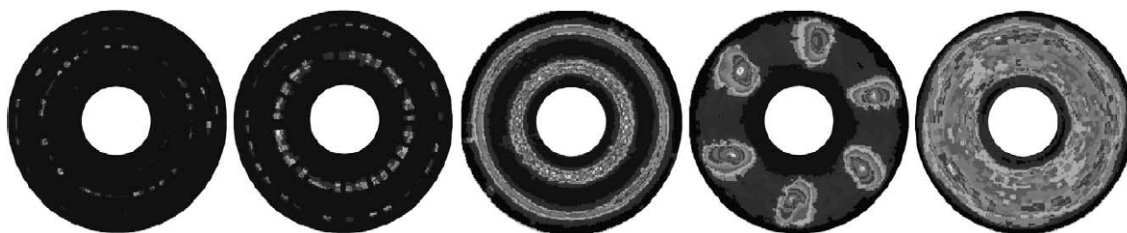


FIGURE I.13 – Classification des points chauds observés par Anderson [AND90]

On distingue premièrement les points chauds de type aspérités qui résultent de l'échauffement localisé sur une aspérité de contact. Ces zones sont éphémères, la diffusion de la chaleur étant très rapide, et peuvent apparaître n'importe où sur la piste de frottement. Ce phénomène est expliqué par le concept de température "flash" donné par Blok [BLO63]. Greenwood [GRE91] a par ailleurs proposé une interpolation pour la détermination de cette température "flash".

Les bandes chaudes forment une couronne sur une partie de la zone frottée. Généralement, le rayon moyen de la bande se déplace au cours d'un freinage et un gradient de température est distingué au sein même de celle-ci. L'atténuation est moins rapide que dans le cas des aspérités, l'échauffement global étant plus important. Leur origine peut s'expliquer par la dilatation et l'usure non homogène en fonction du rayon de frottement qui induit des gradients de pression de contact.

La localisation la plus néfaste pour la durée de vie du disque apparaît sous la forme de points macroscopiques car elle induit des contraintes mécaniques de traction et de compression avec la dilatation. Ces points chauds peuvent engendrer des ruptures prématurées des disques de freins par fatigue. L'origine de ces zones macroscopiques est expliquée par la théorie des instabilités thermoélastiques proposée par Barber [BAR69].

Panier et al. [PAN04] ont réexaminé cette classification dans le cas d'un freinage ferroviaire à échelle réelle. L'épaisseur de la plaquette et de la longueur frottée sur le disque ont une influence sur la taille des zones de localisation. Ils ont observé que les gradients thermiques apparaissant au sein des bandes chaudes seraient dus aux instabilités thermoélastiques. L'apparition de points chauds macroscopiques semble être fortement dépendante de la quantité d'énergie dissipée et n'est observable que dans le cas de freinages intenses.

Les mesures par caméra ne permettent pas de déterminer précisément la température du disque étant donné que l'émissivité et son évolution au cours du freinage ne sont pas connues. Elles permettent néanmoins de mettre en évidence la localisation de phénomènes et l'évolution de la zone de contact préférentielle. Dufrenoy [DUF01] a utilisé ces informations pour étudier l'impact de gradients sur la fissuration des disques.

La mesure de température par le biais d'un pyromètre monochromatique apporte une information locale comparée à une caméra mais donne une information incomplète, l'émissivité étant inconnue et évoluant au cours du freinage. L'utilisation d'un capteur bichromatique permet cependant d'obtenir sa valeur ainsi que la température réelle. En effet la luminance est observée sur deux longueurs d'ondes distinctes et très proches, et en supposant que l'émissivité est invariante (hypothèse de corps gris), il est possible de retrouver les grandeurs recherchées par le calcul.

Un tel pyromètre a été spécifiquement développé par Thevenet [THE10] pour la me-

sure de température sur des essais de freinage. La sensibilité de ce dispositif permet de balayer une gamme de température de 200 à 800 °C pour l'émissivité moyenne rencontrée. Les résultats présentés sur la figure I.14 pour des freinages de maintien montrent l'importance de mesurer les deux grandeurs simultanément, l'émissivité  $\epsilon$  variant avec la montée en température. Des observations post-mortem ont également montré que l'oxydation du disque entraînait une modification importante de la valeur d'émissivité.

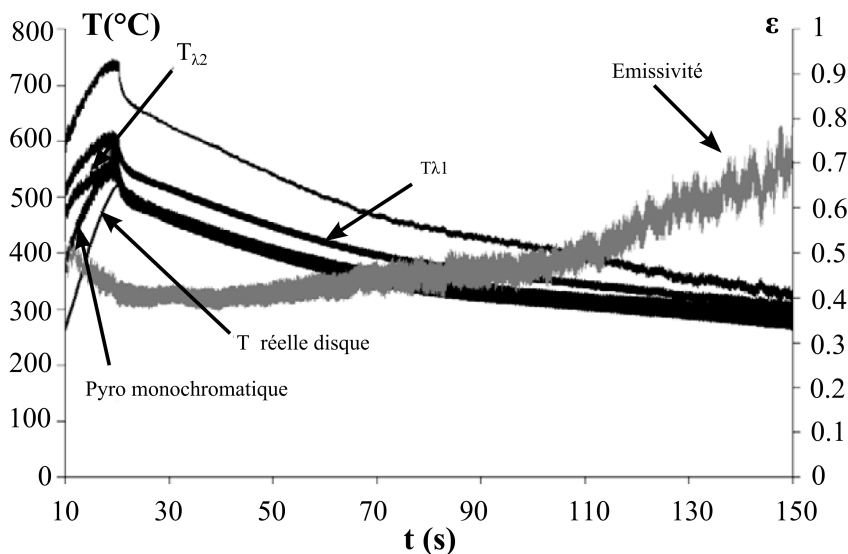


FIGURE I.14 – Mesure simultanée de la température superficielle du disque et de l'émissivité par pyrométrie bichromatique [THE10]

Ce pyromètre bichromatique a été utilisé par Kasem et al. [KAS10] et couplé à une caméra thermique. L'intérêt était de pouvoir utiliser les valeurs d'émissivité déterminées pour corriger le champ de température obtenu. Les températures corrigées sont plus proches des valeurs réelles mais l'étude fait néanmoins l'hypothèse que l'émissivité mesurée localement est constante sur le disque. Étant donné les gradients thermiques généralement observés [AND90], l'erreur sur les températures calculées peut devenir conséquente.

Kennedy [KEN97] a par ailleurs proposé d'instrumenter la surface de l'élément tournant au moyen d'un film Cu-Ni déposé sur la surface frottante. Ce film faisant office de thermocouple nécessite cependant d'avoir une bonne résistance à l'usure au regard de la durée de l'expérimentation et la température mesurée ne doit pas être perturbée par le contact.

#### Modélisation thermique du contact glissant

Le calcul du champ thermique au sein des éléments frottants fait l'objet de nombreux développements analytiques. Siroux et al. [SIR08] ont déterminé la température superficielle du disque à partir de mesures dans la masse et l'ont comparée à une mesure pyrométrique

(figure I.15). Dans le cadre d'un freinage périodique en régime établi, le modèle basé sur une fonction de transfert complexe permet de recalculer la densité de flux entrant.

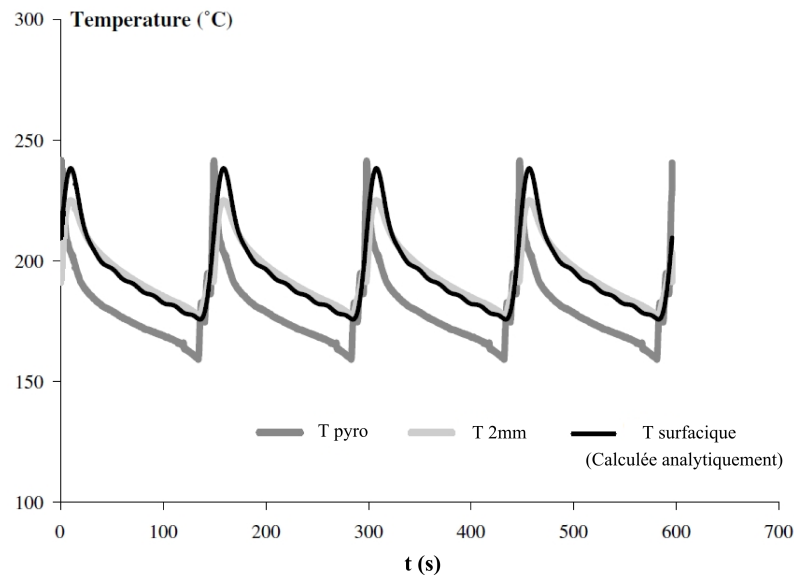


FIGURE I.15 – Température surfacique du disque pour une succession de freinages d'arrêt en régime établi [SIR08]

Laraqi [LAR09] détermine l'influence de la vitesse de rotation dans le cas d'un contact pion-disque en régime établi. La modélisation est tridimensionnelle pour le disque et monodimensionnelle pour le pion. Le modèle analytique proposé, dont les résultats sont représentés sur la figure I.16, met en évidence la relation entre nombre de Péclet  $Pe$ , le champ de température surfacique et le coefficient de répartition de la chaleur. Quand la vitesse de rotation du disque augmente ( $Pe$  augmente), un gradient de température de la forme de couronnes apparaît lorsque l'on s'éloigne de la piste de frottement. La résolution est limitée au cas d'un flux constant dans le pion.

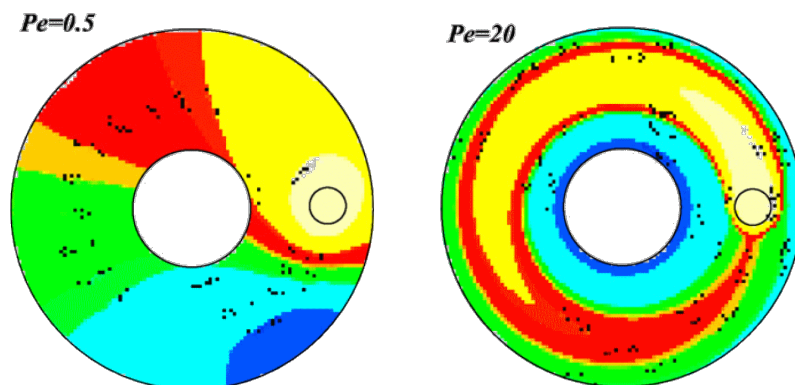


FIGURE I.16 – Influence de la vitesse de rotation du disque sur le champ de température surfacique dans le cas d'un régime établi [LAR09]

Le développement des moyens informatiques permet aujourd'hui de recourir à des techniques numériques pour identifier l'énergie dissipée de part et d'autre du contact et les températures à l'interface. Une condition de flux peut être calculée à partir de températures mesurées dans la masse par des techniques inverse. La méthode de spécification de fonction, initiée par Beck [BEC85], est utilisée par Guillot [GUI09] pour mesurer le flux thermique entre une pièce et un outil. Cette technique est par ailleurs adaptée pour identifier le coefficient de partage et la résistance thermique d'un contact glissant [BOU10]. Bauzin and al. [BAU08] ont estimé les paramètres thermiques de contact entre deux cylindres en minimisant l'écart quadratique entre les températures calculées et les températures mesurées.

Bouache [BOU06] a montré la faisabilité d'identifier un profil de flux sur le disque par une méthode inverse. Il a utilisé la méthode d'optimisation du gradient conjugué et déterminé le nombre et les positions des capteurs pour calculer la répartition de l'énergie dissipée sur le disque.

### I.3 Synthèse et stratégie proposée

La complexité des mécanismes mis en jeu dans un contact tribologique ne permet pas à l'heure actuelle d'optimiser objectivement la formulation des garnitures. Le nombre de paramètres à prendre en considération est important et le choix des matériaux se fait en général par l'expérimentation et le dégagement de lois empiriques. On peut distinguer les paramètres dimensionnels (taille moyenne des particules, forme, distribution granulométrique), les paramètres mécaniques (élasticité, plasticité, cohésion matrice-renfort, nature des matériaux), les paramètres thermiques ou encore le comportement tribologique. Les couplages et synergies en résultant rendent la modélisation de tels phénomènes particulièrement difficile.

Lors de la simulation numérique d'un freinage, de nombreux travaux considèrent le comportement du matériau d'étude purement élastique et l'influence de la température sur les modifications des propriétés mécaniques n'est pas considérée. Les matériaux utilisés pour les essais tribologiques doivent être caractérisés mécaniquement et thermiquement afin d'implémenter leur lois de comportement dans un modèle de contact.

Ce travail de thèse propose d'analyser objectivement le comportement volumique et surfacique des matériaux en présence. L'objectif scientifique est double. Tout d'abord, identifier des paramètres de frottement dans des situations de contact extrêmes du point de vue vitesse de glissement. Pour cela, une nouvelle plateforme de tribologie à grande vitesse HST (High Speed Tribology) est conçue. Il s'agit ensuite de comprendre les phénomènes physiques activés pour ces conditions extrêmes, en particulier les phénomènes thermiques, les dégradations de surfaces liées à l'abrasion et à la décohésion des charges. L'analyse tribologique peut ainsi aller bien au delà d'un simple coefficient de frottement.

Cette compréhension des phénomènes est conditionnée par le développement de quelques outils essentiels. L'analyse thermique permet de dépouiller et de comprendre les résultats de la tribologie. L'analyse rhéologique bi-matériau permet d'alimenter un modèle local de contact en considérant la décohésion du renfort de la matrice.

Ainsi la stratégie mise en oeuvre repose sur deux axes principaux : un axe expérimental conditionné par le développement du HST pour l'étude à l'échelle macroscopique et un axe numérique pour l'étude à l'échelle mésoscopique des facteurs favorisant l'endommagement de la surface. Ces deux orientations complémentaires s'intègrent dans le schéma global I.17.

Afin de simplifier le problème des patins renforcés par de nombreux éléments, la résine phénolique est renforcée avec un seul type de renfort, des particules en acier de diamètre moyen  $250 \mu\text{m}$ , caractéristiques de celles rencontrées dans les garnitures classiques. Ce choix permet de limiter le nombre de paramètres influant sur le comportement tribolo-

gique et d'étudier de manière objective le comportement en frottement à l'échelle de cette particule.

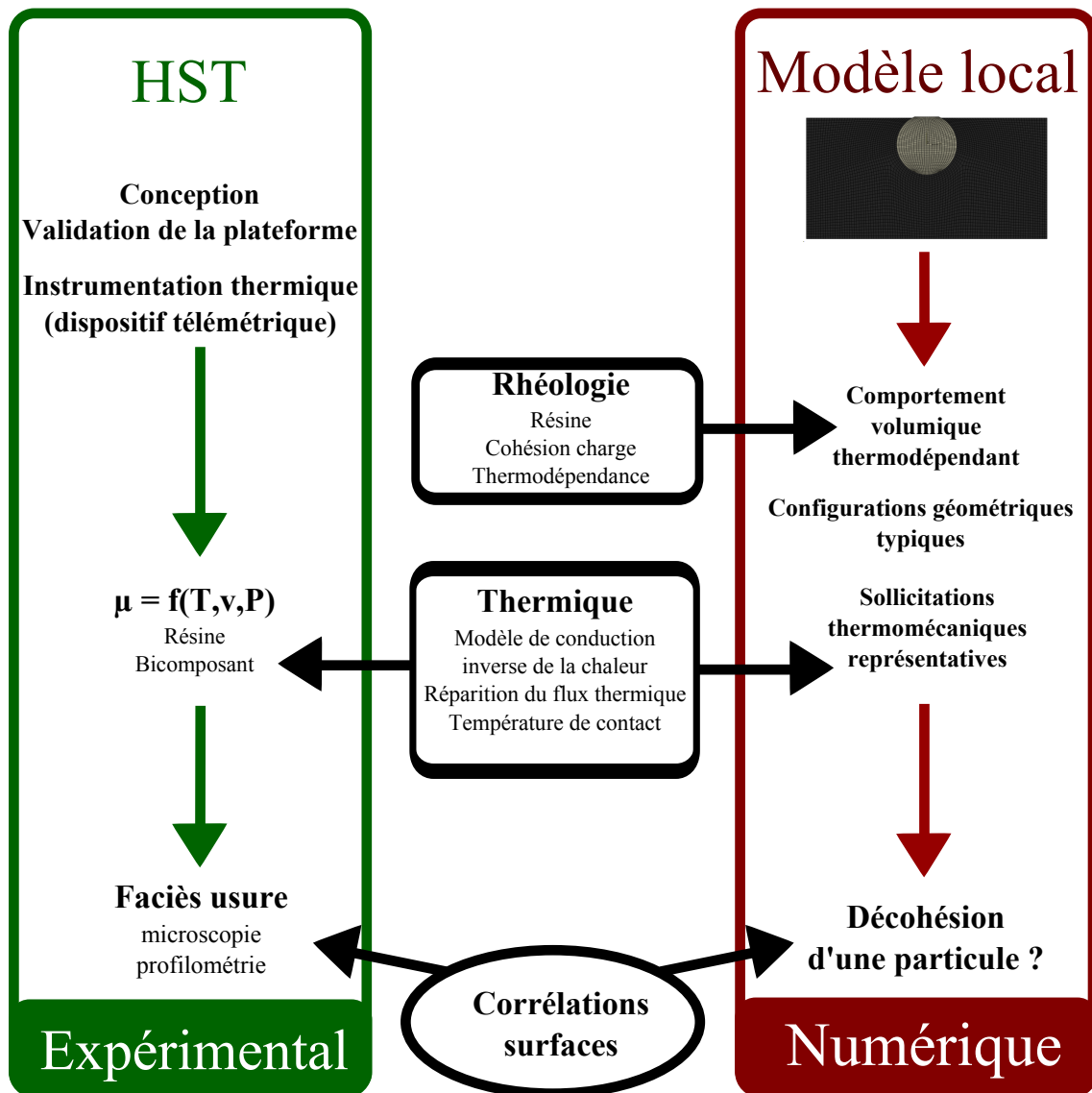


FIGURE I.17 – "Vers une maîtrise objective du tribosystème de freinage"

### *Axe expérimental*

Le Tribomètre Grande Vitesse (HST) est conçu afin de reproduire expérimentalement à une échelle réduite, les conditions de pression, vitesse et température rencontrées lors d'un freinage. Le HST est basé sur une machine d'usinage grande vitesse permettant d'accéder à des vitesses de rotation très élevées et de pouvoir imposer des sollicitations sévères. L'instrumentation thermique et mécanique permet d'évaluer la dépendance du coefficient de frottement en fonction des paramètres d'essai pour un contact entre un disque en acier et deux types de pion.

Un dispositif d'acquisition de température par télémétrie est adapté sur la plateforme afin de mesurer des données en plusieurs positions dans le disque par le biais de thermocouples. Ce système est validé sur un tribomètre basse vitesse disponible au laboratoire avant son transfert sur le HST, afin de minimiser les risques d'avarie pour les modules de mesure.

Le comportement d'une résine phénolique pure couramment utilisée comme matrice pour les garnitures automobiles est isolée dans un premier temps. Le comportement d'un pion renforcé avec des particules sphériques d'acier est par ailleurs étudié. Des observations profilométriques et microscopiques sont menées afin d'évaluer l'influence des conditions d'essais sur l'usure et l'endommagement des surfaces frottées.

Les techniques de mesures actuelles ne permettent pas d'obtenir directement la température dans le contact. L'évolution du coefficient de frottement en étant fortement tribulaire, il est nécessaire de connaître son élévation au cours de l'essai. Des modèles d'identification de flux thermique par méthode inverse sont développés afin de pouvoir calculer celle-ci à partir de mesures dans la masse. La méthode de spécification de fonction est implémentée en différences finies pour un modèle monodimensionnel, côté pion, et axisymétrique, côté disque. L'identification du champ de température tridimensionnel dans le pion est menée par éléments finis en déterminant une fonction de répartition du flux thermique par un algorithme d'optimisation. Les flux thermiques et températures de contact dans chaque élément sont calculés pour différentes conditions de contact.

Le Tribomètre Grande Vitesse nouvellement conçu pour l'étude des contacts sous sollicitations sévères et les modèles de conduction inverses associés pour le calcul de l'évolution de la température à l'interface sont présentés dans le second chapitre.

La caractérisation tribologique du matériau d'étude, avec et sans renforts, est réalisée exclusivement sur le HST. Les températures d'interface et les flux dissipés dans le pion sont calculés pour les différentes configurations de pression et de vitesse testées. Afin d'alimenter le modèle inverse développé pour le disque par des données expérimentales et de valider la technique de mesure par télémétrie, des essais sont menés sur le tribomètre



basse vitesse. Les résultats tribologiques et thermiques sont présentés dans la troisième partie de ce mémoire en comparaison avec les faciès d'usure obtenus par microscopie et par profilométrie.

### *Axe numérique*

L'étude bibliographique montre que lors de freinages, le contact de la garniture sur le disque est réalisé sur des zones privilégiées correspondant aux renforts les plus résistants à l'usure abrasive. Ceux-ci augmentent la durée de vie du composite. Cette localisation du contact implique des pressions et des températures locales plus intenses que la valeur macroscopique mesurée.

La surface de contact de notre matériau composite simplifié évolue au cours de son frottement contre le disque. L'usure abrasive des deux constituants, le labourage de la résine ou encore la décohésion des particules ont pour effet de modifier à chaque instant la distribution locale de la pression. Pour chaque position sur le pion, les efforts de compression et de cisaillement sont parfois intenses lorsque la zone est débouchante et parfois faibles suite à une dégradation importante par les sollicitations locales précédentes. Lorsqu'un renfort est éjecté d'un élément de surface, localement, la pression peut alors être intégralement supportée par la résine avant qu'un autre ne débouche suite à l'usure de la matrice.

Le modèle mésoscopique d'étude a pour but de déterminer les conditions favorisant l'arrachement d'un renfort de la matrice. Leur ajout dans la résine augmente la résistance à l'usure de la garniture en raison de leur dureté. Le départ d'une particule va impliquer un taux d'usure local important étant donné les faibles propriétés du polymère. Le taux d'usure global d'un tel système est donc conditionné par la faculté du renfort à résister à l'abrasion mais aussi à sa cohésion dans la résine. La simulation du contact sur un Volume Local d'Étude (VLE) se focalise donc sur le comportement de l'interface renfort-matrice. Une étude statique est menée pour des amplitudes de sollicitations thermomécaniques locales représentatives des conditions de freinage et pour des configurations géométriques observées (diamètre débouchant d'une charge, volume usée, hauteur du plateau de contact).

Afin d'alimenter un tel modèle, un ensemble d'essais de caractérisation et d'identifications sont mis en place pour déterminer les propriétés rhéologiques du système d'étude pour les conditions thermiques rencontrées par l'interface et les sollicitations mécaniques supportées localement dans des conditions de freinage.

Une corrélation entre simulations et observations optiques et profilométriques est réalisée pour les différentes conditions de pression, de vitesse et de température. Le modèle mésoscopique, la caractérisation rhéologique du matériau bicomposant et la comparaison numérique-expérimental sont présentés dans le quatrième chapitre.

## Chapitre II

# Conception et validation de la plateforme "High Speed Tribology"

Dans cette partie est décrite la nouvelle plateforme tribologique HST développée pour l'étude des contacts frottants à grandes vitesses de glissement. Ce dispositif de caractérisation tribologique est mis en place par le laboratoire TEMPO pour divers domaines d'application où des sollicitations intenses en frottement sont rencontrées. Il permet notamment de reproduire les conditions de sollicitations de pression, vitesse et température caractéristiques d'un tribosystème de freinage en travaillant à une échelle réduite.



FIGURE II.1 – Machine d'usinage grande vitesse Siemens MT01

Une machine d'usinage grande vitesse, représentée sur la figure II.1, est instrumentée mécaniquement et thermiquement afin de mesurer les grandeurs macroscopiques au cours de l'essai. Les températures au sein de l'élément tournant sont mesurées en huit positions grâce à un dispositif télémétrique. Le Tribomètre Grande Vitesse a la particularité de travailler à position fixe ; l'effort est imposé en déplaçant l'électrobroche de la machine jusqu'à

un effort initial recherché. Cette configuration offre la possibilité de recalibrer plus aisément des modèles numériques. Une procédure spécifique de rodage du pion et du disque est menée à chaque changement d'élément.

Les mesures de température étant effectuées au sein du pion et du disque, une technique d'identification inverse s'impose pour estimer la température au sein du contact. Le déphasage de la montée en température de la zone de contact avec la zone de mesure est dû au phénomène de diffusion thermique. La méthode inverse de conduction de la chaleur par spécification de fonction permet le calcul de la condition de flux thermique pour un problème transitoire. La modélisation côté disque est réalisée pour une configuration axisymétrique et côté pion pour une configuration tridimensionnelle en passant par un algorithme de Levenberg-Marquardt. Le calcul multidimensionnel permet d'accéder à la répartition du flux sur la surface frottée et d'évaluer la répartition de la pression de contact sur les éléments frottés. L'ensemble des procédures d'essais suivies, les dispositifs expérimentaux et les modèles inverses développés sont présentés dans cette seconde partie.

## II.1 Mise en place du Tribomètre Grande Vitesse

L'équipe Matériaux, Surface et Mise en forme du laboratoire TEMPO s'attache depuis plusieurs années à proposer des moyens d'essais à échelle réduite permettant de simuler expérimentalement des procédés de mise en forme. L'Upsetting Sliding Test reproduit notamment le glissement d'un frotteur sur une ébauche dans les conditions de contact de la mise en forme à froid ou à chaud. L'essai Upsetting Rolling Test sollicite une bande d'acier, réduite par le roulement sous la pression d'un cylindre afin d'étudier les mécanismes mis en jeu lors du laminage à froid. Ces bancs d'essais ont permis d'identifier des coefficients de frottement locaux en fonction de paramètres de contact [BRO07], de proposer des voies d'amélioration quant au choix des lubrifiants [DAO08] ou encore de comprendre l'apparition des fissures au cours du procédé de laminage après le cisailage de tôle [HUB10b].

Le Tribomètre Grande Vitesse présenté permet de mener des études tribologiques pour de grandes vitesses de glissement. Son développement entre dans le cadre du projet du TEMPO d'étudier les conditions de contact subies par les surfaces sous chargement extrême. Les champs d'application sont variés avec notamment l'usinage grande vitesse et le freinage, objet de ce mémoire.

### II.1.a Description et caractéristiques

#### Moyen d'essai

Le présent dispositif expérimental permet de reproduire le contact entre un pion et un disque pour des conditions de sollicitations représentatives de celles rencontrées en si-

tuation de freinage. L'équipement d'une machine d'usinage grande vitesse Siemens MT01 est réalisé afin d'accéder à des vitesses de glissement de plusieurs dizaines de mètres par seconde.

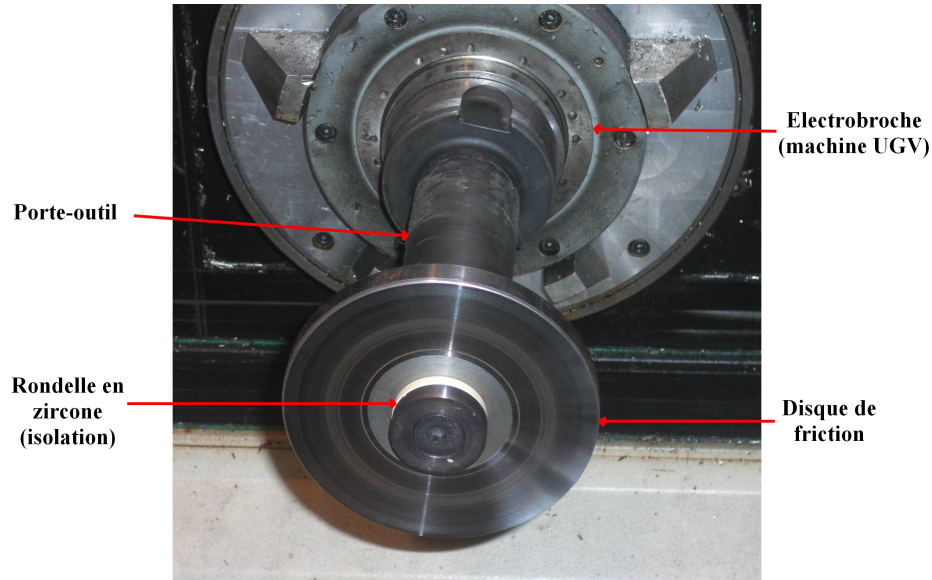


FIGURE II.2 – Disque de friction en acier monté sur le porte-outil HSK63

Le disque est monté sur un porte-outil HSK63 permettant la fixation sur la machine (figure II.2). L'électrobroche développe une puissance nominale de 41 kW et permet d'atteindre une vitesse de rotation maximale de  $15000 \text{ trs.min}^{-1}$ . Elle peut se déplacer selon trois axes linéaires et un axe de rotation et être sollicitée pour un effort maximal de 10 kN selon la direction normale et jusqu'à 5 kN dans le plan perpendiculaire à l'axe.

Le pion frotté est monté sur un capteur d'effort KISTLER 9347B permettant de recueillir les efforts normaux et tangents à l'arrière de celui-ci (figure II.3).

La cellule peut travailler jusqu'à 20 kN en compression et 5 kN en cisaillement. Elle est fixée sur une équerre rigide en acier, elle-même attachée sur la table de travail de la fraiseuse. Les mesures de température dans le pion se font au moyen de thermocouples de type K gainés, dont la protection est résistante jusqu'à 280 °C. Les fils conducteurs de ces capteurs ont un diamètre de  $100 \mu\text{m}$  assurant un temps de réponse de la sonde très court. Ils sont fixés au sein d'un trou de diamètre 1 mm, percé sur le contour du plot, au moyen d'une pâte ciment de conductivité thermique proche de celle de la résine ( $k_{\text{ciment}} = 1.15 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ ).

Le nombre de thermocouples, la profondeur d'instrumentation et la position angulaire sont fonction des caractéristiques recherchées. Dans la majorité des essais menés, un seul thermocouple est placé au centre de la section du pion, 1 mm sous la surface frottée.

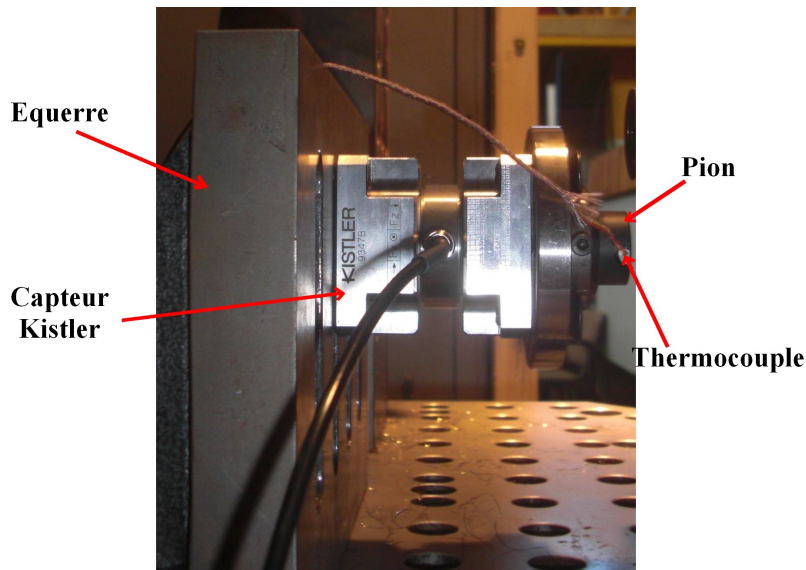


FIGURE II.3 – Pion en résine phénolique pure fixé sur le capteur d'effort Kistler

### Dimensionnement des éléments frottants

Le disque et le pion ont été dimensionnés de manière à respecter les règles de similitude thermique à échelle réduite énoncées par Sanders [SAN01] et Roussette [ROU03]. Sur le présent tribomètre, le disque n'étant sollicité que sur une seule de ses faces, son épaisseur a été réduite de moitié comparée à l'épaisseur couramment rencontrée pour des disques de frein à échelle réelle. Une rondelle de zircone couvrant une partie de la surface arrière assure une fonction d'isolation. Ce choix permet de reproduire un flux thermique théoriquement nul à la demi-épaisseur d'un disque à échelle 1 ; l'énergie dissipée étant équivalente de part et d'autre, le transfert de chaleur est symétrique et se compense à cette position. Le diamètre du disque à échelle réduite a été fixé à 100 mm afin de limiter le poids sur l'électrobroche et de faciliter les manipulations pour observer les surfaces.

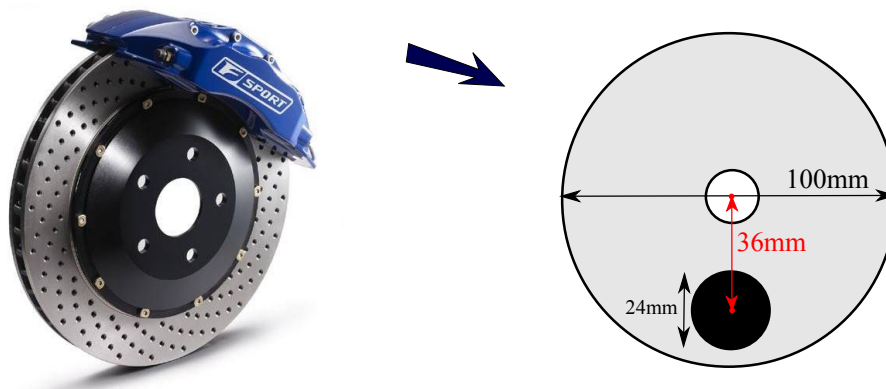


FIGURE II.4 – Dimensionnement du disque et du pion d'étude

Les dimensions du pion sont alors choisies de manière à conserver le rapport des énergies dissipées dans chaque élément. Afin de conserver le rapport des surfaces frottantes, le plot est usiné à un diamètre de 24 mm pour un rayon moyen de frottement sur le disque de 36 mm. Son épaisseur n'a pas été respectée afin de faciliter sa fixation sur le capteur et en raison de l'encombrement de la rondelle de serrage du disque sur le porte-outil (figure II.4).

### Procédure de rodage avant essai

Le Tribomètre Grande Vitesse présente la spécificité d'opérer en configuration rigide. Une fois l'effort de consigne atteint, tous les degrés de liberté du système sont bloqués et le pion ne peut pas bouger pour s'accommoder à la surface du disque. Dans ce cas, le plan de frottement sur le disque se doit d'être parfaitement perpendiculaire à l'axe de rotation de la broche. Tout décalage entraîne une variation importante d'effort normal sur un tour de disque du fait de la rigidité du système. De plus, toute erreur sur l'angle va impliquer un frottement hétérogène sur le pion avec une alternance entre rayon intérieur et rayon extérieur.

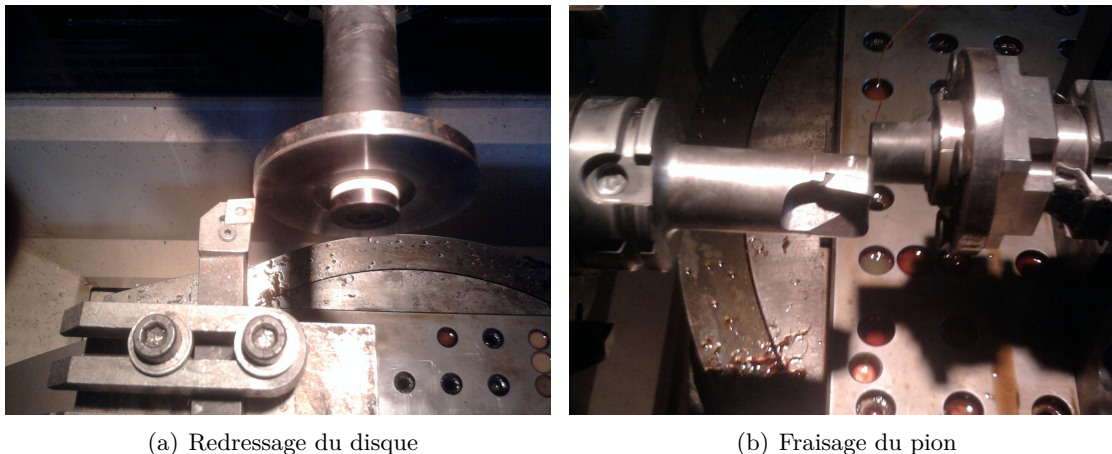


FIGURE II.5 – Procédure de rectification avant essai

Afin d'éviter ces aléas, une procédure spécifique d'usinage est menée à chaque changement de disque. Le tribomètre étant à l'origine une machine d'usinage, ses capacités sont mises à profit pour rectifier le disque une fois fixé sur le porte-outil. L'opération est réalisée avec un outil en carbure de tungstène monté sur une équerre (figure II.5(a)). La pièce est usinée par passe de  $20 \mu\text{m}$  pour une vitesse de rotation de  $1700 \text{ trs.min}^{-1}$  avec une vitesse d'approche tangentielle de  $240 \text{ mm.min}^{-1}$ . L'opération est renouvelée jusqu'à ce que la totalité de la surface de contact du disque soit usinée.

Dans le but de réduire le temps de rodage du pion, celui-ci est également rectifié avec une fraise une fois fixé sur la cellule d'effort (figure II.5(b)). Le déplacement linéaire de la broche est de  $240 \text{ mm.min}^{-1}$  pour une vitesse de rotation de  $800 \text{ trs.min}^{-1}$  avec des

passes de 20  $\mu\text{m}$ . L'usinage du pion est réalisé avant celui du disque afin de ne pas avoir à démonter ce dernier de la machine et de conserver le bénéfice apporté par l'opération précédente.

Afin d'obtenir des états de surfaces comparables avant et après essai et d'accommoder les surfaces entre elles, pour chaque condition testée (pression, vitesse, durée), le pion est ensuite rodé contre le disque à dix reprises pour ces mêmes paramètres. Une inspection visuelle permet de contrôler si l'intégralité de la surface du pion a été frottée par l'observation du motif de rugosité imprimé par le disque. Dans le cas contraire, cette dernière procédure de rodage est renouvelée jusqu'à son obtention.

## II.1.b Instrumentation d'un dispositif de mesure de température par télémétrie

### Principe de la télémétrie

Mesurer la température dans le disque avec des thermocouples n'est pas aussi aisé que dans le pion étant donné les complications liées à l'instrumentation sur une machine tournante. Une solution envisagée était d'utiliser une technique de mesure sans contact. Cependant la détermination de la température par pyrométrie ou par imagerie thermique nécessite la connaissance à chaque instant de l'émissivité.

Le pyromètre bichromatique développé par [THE10] permet de s'affranchir de cette incertitude, la mesure de luminances sur deux longueurs d'onde très proches permettant de calculer simultanément la température vraie et l'émissivité. La sensibilité de cet instrument n'est cependant pas suffisante pour notre cas d'étude ; la limite inférieure de mesure de cet appareil est située autour de 250 °C. De plus, il ne permet de recueillir qu'une information en un point sur la surface du disque. Afin de pouvoir accéder à plusieurs informations en température dans celui-ci, un système de transmission des signaux des thermocouples est adapté sur la machine.

Les collecteurs tournants permettent par leur montage sur l'axe de rotation de raccorder des thermocouples à une centrale d'acquisition externe. Ces dispositifs sont cependant généralement limités en vitesse de rotation. De plus, de par la configuration sur la machine d'usinage et de la proximité du pion avec le disque, l'encombrement d'un tel système rend difficile son montage sur le porte-outil. L'utilisation d'un système de télémétrie s'est avérée la solution la plus adaptée.

La transmission des données de températures par télémétrie présente l'avantage de permettre l'utilisation de grandes vitesses de rotation. Le système MT32 de la société KMT-GmbH dispose de 8 voies d'acquisition pour la mesure de différentes grandeurs thermomécaniques (températures, déformation, vibration). Le schéma fonctionnel de l'ensemble du dispositif de télémétrie est représenté sur la figure II.6. Dans notre cas, l'utilisation de 8 boîtiers MT32-TH-K ISO permet de mesurer la température avec des thermocouples de type K en 8 positions distinctes dans le disque. Le système de télémétrie est par ailleurs composé de trois boîtiers communs, quelle que soit la grandeur mesurée.

Le dispositif est alimenté par un courant inductif. Le boîtier MT32-IndPwr dédié à cette fonction est relié à une bobine de cuivre isolée électriquement par une couche de vernis et enroulée autour du porte-outil. Un électroaimant est placé à proximité de celle-ci, à une distance d'environ 5 mm, et le champ électromagnétique génère au sein de la bobine un courant inductif de potentiel 5 V. Un voyant de contrôle placé sur la face supérieure du boîtier permet de contrôler que l'intensité du courant est suffisante et d'adapter la position de l'aimant.



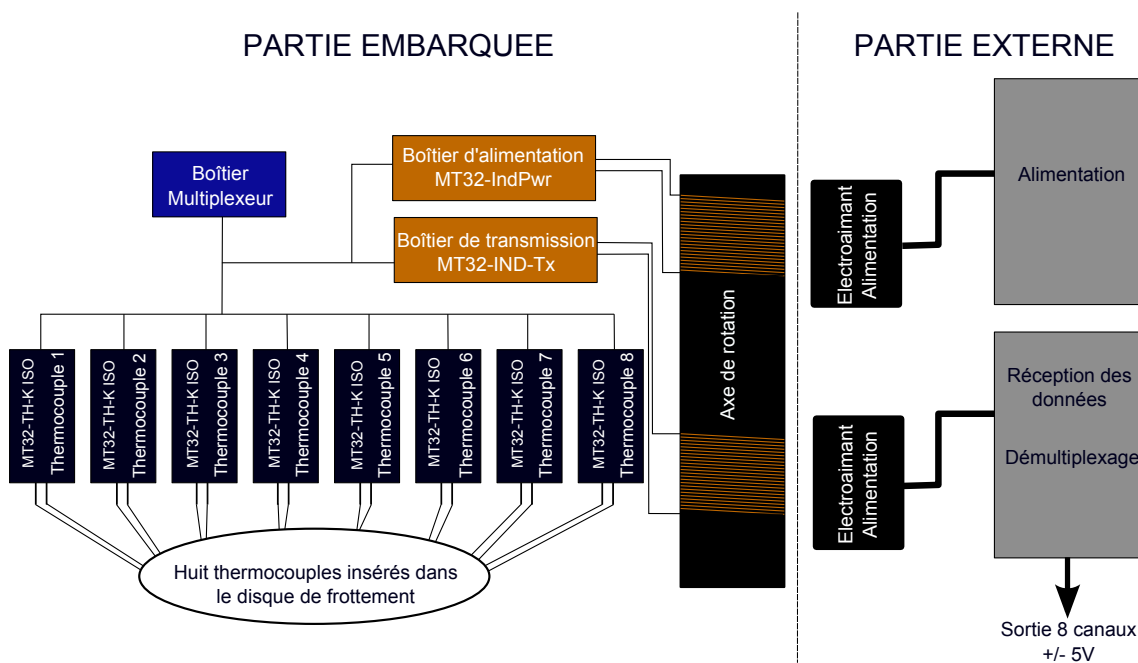


FIGURE II.6 – Schéma de fonctionnement du dispositif de télémétrie

Le courant inductif généré alimente les huit boîtiers d'acquisition de données, chacun relié à un thermocouple de type K, un boîtier multiplexeur et un boîtier de transmission. La gamme de mesure de température est comprise entre -50 et 1000 °C pour chacun. Le boîtier multiplexeur conditionne le signal des huit voies de mesures en un seul signal. Lors de chaque mesure, les boîtiers d'acquisition de température n'utilisent qu'un petit intervalle de temps et un intervalle conséquent où aucun signal n'est mesuré suit chaque mesure. Le multiplexage utilise ces zones où aucun signal n'est mesuré pour entrelacer les signaux de mesure en imposant un déphasage entre eux. En sortie du boîtier de multiplexeur, un signal complexe provenant de l'ensemble des voies de mesure est envoyé au boîtier de transmission.

Les données sont récupérées par induction par un montage similaire à l'alimentation du système. Une seconde bobine est reliée au boîtier MT32-IND-Tx et enroulée autour du porte-outil. Un autre électroaimant, placé à une distance d'environ 10 mm, récupère le signal complexe dans l'unité de réception. Un voyant de contrôle permet également de contrôler la bonne transmission des données. Le signal reçu est démultiplexé et récupéré sur un boîtier d'acquisition de données relié à un PC. Pour effectuer cette opération inverse, un signal de synchronisation est injecté au moment du multiplexage, périodiquement, afin de retrouver la voie d'origine pour chacun des huit signaux recueillis.

### Instrumentation du disque et protection thermique

L'implantation d'un tel système sur le tribomètre nécessite des précautions particulières. En effet, le dispositif étant placé à proximité du disque de frottement, il convient de protéger l'appareillage électronique des élévations de températures. Le montage spécifiquement dimensionné est représenté sur la figure II.7.

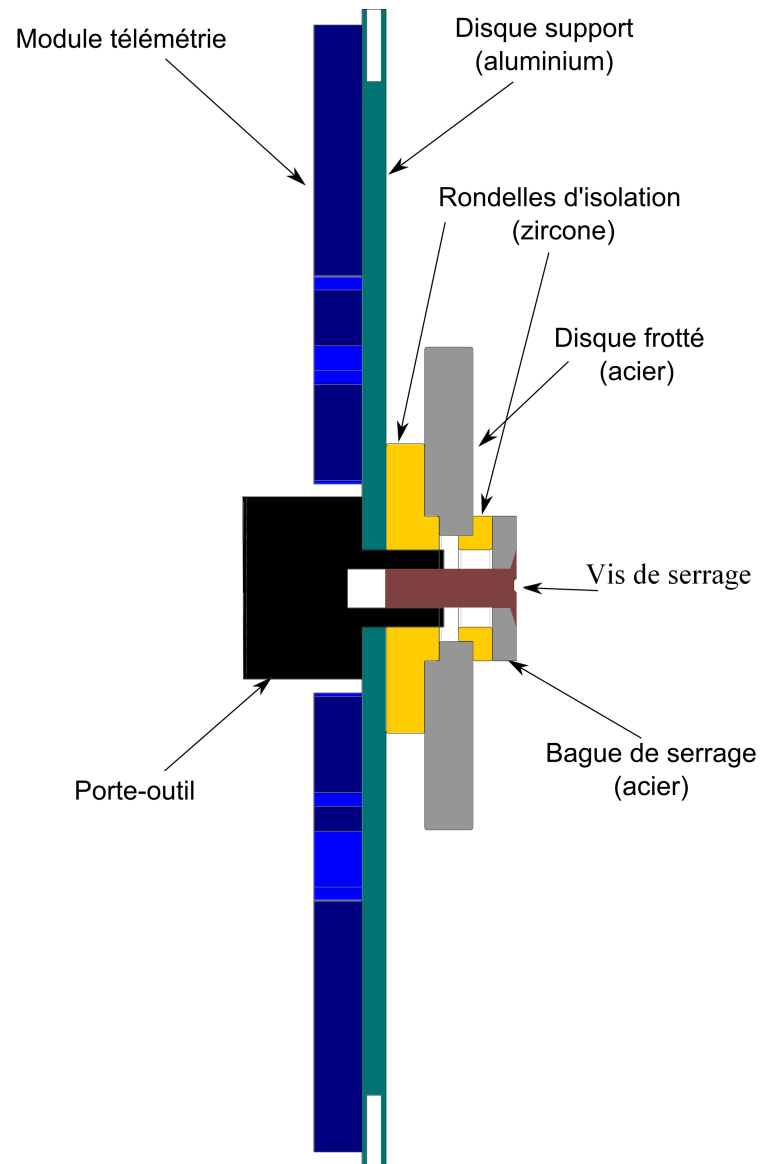


FIGURE II.7 – Protection thermique du système télémétrique

Les données constructeur annoncent une plage en fonctionnement de température de -20 à 80 °C et de -30 à 90 °C en stockage. Afin de respecter ces spécifications, les transferts de chaleur dans le montage ont été simulés numériquement pour valider la conception.

Étant donné l'élévation importante de température dans le disque sollicité, les modules de télémétrie sont fixés sur un second disque en aluminium. Le choix de ce matériau permet de limiter la masse de l'ensemble et de favoriser la diffusion de la chaleur afin d'éviter les points chauds. Une bague de zircone est placée entre le disque frottée et le disque support. Ce matériau, ayant une conductivité et diffusivité thermique faibles (données fabricant :  $k_{ZrO_2} = 2 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$  et  $a_{ZrO_2} = 8.3 \cdot 10^{-7} \text{ m.s}^{-2}$ ), permet de retarder la propagation de la chaleur vers les modules. Une seconde bague de zircone est disposée entre le disque de frottement et la rondelle de serrage. Elle isole le disque en acier et empêche la propagation de la chaleur du porte-outil vers le disque en aluminium par l'axe.

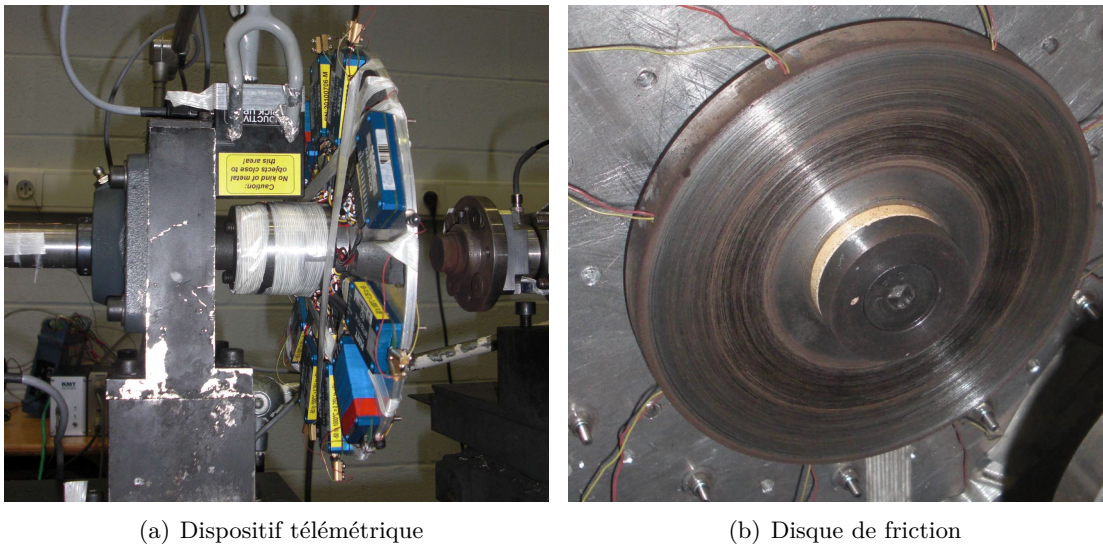


FIGURE II.8 – Tribomètre basse vitesse équipé du système de télémétrie

Dans ce mémoire, l'acquisition de température dans le disque est réalisée sur le tribomètre basse vitesse utilisé pour la calibration du système télémétrique, en vue de son transfert sur le HST. Cet équipement, illustré par la figure II.8, est limité en vitesse de rotation comparé au Tribomètre Grande Vitesse :  $750 \text{ trs.min}^{-1}$ . La répartition du flux dissipé dans le disque n'a donc pu être étudiée pour les grandes vitesses de glissement. Les essais permettent cependant de valider la mise en place de la télémétrie et d'identifier les flux thermiques générés côté disque à partir de données expérimentales.

## II.2 Identification des conditions thermiques du contact par méthode inverse

La connaissance de la température dans un contact frottant est nécessaire afin d'étudier son influence sur le comportement en frottement et sur les mécanismes de dégradation des surfaces. La mesure directe n'est cependant pas aisée ; la zone d'intérêt étant sollicitée mécaniquement, l'instrumentation par des thermocouples surfaciques résiste peu aux contraintes générées par le frottement. La mesure par des techniques sans contact telles que pyromètres ou caméra radiométrique n'est pas réalisable au sein du contact pour des matériaux opaques. Ces dernières sont également tributaires des variations de l'émissivité au cours de l'essai et l'information est erronée si celle-ci ne peut pas être estimée simultanément à la température.

Siroux [SIR11] a utilisé un pyromètre bichromatique développé pour mesurer la température dans le contact au travers d'un hublot de fluorine placé au centre d'un pion. L'expérimentation a permis d'identifier une température réelle dans le contact, le hublot ayant une transmission du rayonnement suffisant et l'émissivité étant calculée simultanément par une hypothèse de corps gris sur les deux longueurs d'ondes observées.

L'identification de la température dans le contact peut être menée grâce aux techniques inverses de conduction de la chaleur. Le flux thermique généré au niveau de la surface de contact est alors calculé à partir de données de températures relevées à l'intérieur du pion et du disque et permet de reconstruire le champ thermique à chaque intervalle de temps à partir de la condition de flux entrant identifiée.

Le problème inverse de conduction de la chaleur n'est cependant pas facile à mettre en place. Retrouver la condition de flux sur la surface inconnue nécessite une sensibilité suffisante de la température au point de mesure vis-à-vis de la sollicitation thermique recherchée. Dans cette étude, la méthode de spécification proposée par Beck [BEC85] est privilégiée. Cette méthode est itérative et permet, comparée à des méthodes globales, de calculer l'évolution temporelle du flux thermique sans avoir de connaissance à priori de celle-ci.

La faisabilité de l'inversion dépend de nombreux paramètres qui seront développés dans la suite de ce chapitre [BLA98]. Nous proposons l'étude multidimensionnelle du champ de température pour chaque corps frottant basée sur des expérimentations menées sur les tribomètres. Les modèles permettent d'identifier la répartition des transferts de chaleur pour une configuration monodimensionnelle et axisymétrique côté disque et pour des configurations monodimensionnelle et tridimensionnelle côté patin. Une validation numérique par une méthode des fichiers sources est effectuée pour chacune. Elle permet de déterminer les paramètres de résolution pour stabiliser l'algorithme et de choisir l'emplacement des thermocouples pour les essais.

### II.2.a Algorithme de conduction inverse de la chaleur par spécification de fonction

Les techniques de résolution inverse du problème de conduction la chaleur sont utilisées lorsqu'une ou plusieurs conditions aux limites d'un modèle sont inconnues. Elles permettent de retrouver une condition de flux entrant  $\varphi$ , un coefficient de transfert convectif, un rayonnement à partir de mesures de températures dans le système. En considérant un domaine  $\Omega$  soumis à des transferts de chaleur (figure II.9), la température en chaque point peut être obtenue à partir de l'équation de la chaleur (II.1) et des conditions aux limites traduisant les échanges avec l'extérieur (II.2).

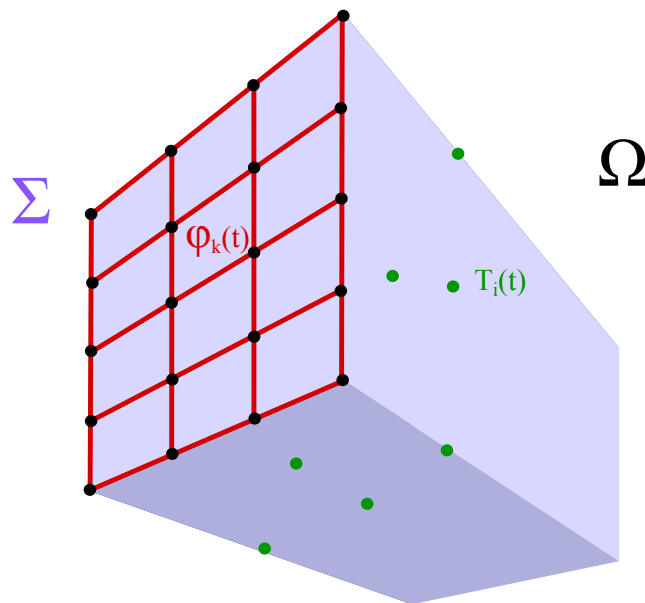


FIGURE II.9 – Volume soumis à un flux thermique sur sa surface  $\Sigma$

$$k\Delta T = \rho c \frac{\partial T}{\partial t} \quad (\text{II.1})$$

$$k\nabla T \cdot \vec{n} = \varphi_{\Sigma}(t) \quad (\text{II.2})$$

L'algorithme de spécification de fonction réalise une identification séquentielle, pas de temps par pas de temps, de la condition de flux entrant sur les surfaces inconnues. Le calcul itératif repose sur l'estimation d'une erreur de flux entre températures mesurées expérimentalement et températures calculées pour une hypothèse de flux. À chaque intervalle, une correction de la valeur de la condition aux limites est effectuée afin de corrélérer valeurs numériques et expérimentales. La description de l'algorithme de calcul est reprise sur la figure II.10.

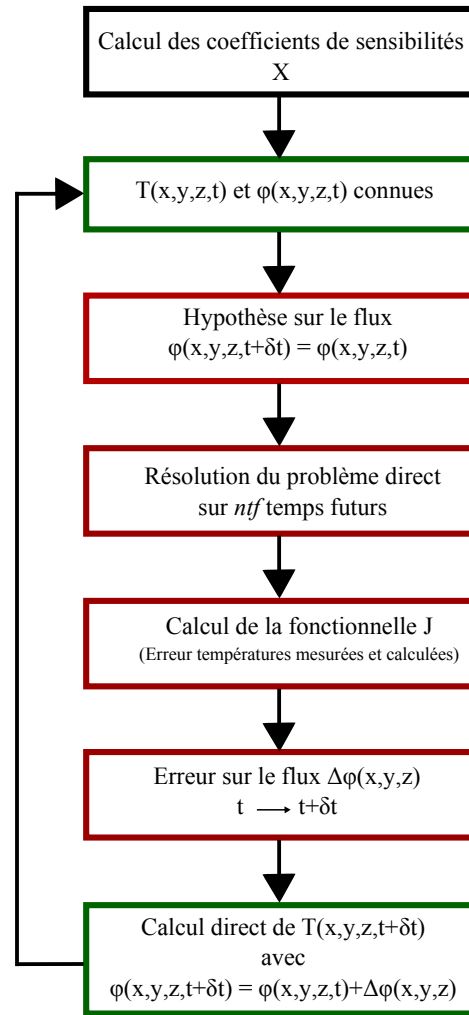


FIGURE II.10 – Algorithme de la méthode de spécification de fonction

Le champ de température  $T(x, y, z, t)$  dans le volume  $\Omega$  et le flux entrant  $\varphi(\Sigma, t)$  sur la surface  $\Sigma$  étant connus à un instant  $t$  donné, la valeur de flux thermique à l'instant suivant est recherchée de manière à ce que les valeurs de températures mesurées aux points  $P_i$  coïncident avec les valeurs déterminées numériquement.

La première étape consiste à faire une hypothèse sur la condition limite en  $\Sigma$  pour le pas de temps suivant. Nous avons fait le choix de conserver le flux thermique constant entre deux intervalles de temps. Le calcul du champ de température est alors mené sur un intervalle de temps dans le système  $\Omega$  et les températures aux points de mesure sont extraites pour être comparées aux données expérimentales.

Cependant, la variation de la température en un point distant de la surface sollicitée étant déphasée par la diffusion de la chaleur dans le solide, il est nécessaire d'observer un certain intervalle de temps. La notion de pas de temps futurs est introduite afin que la variation de la température au point de mesure soit suffisante pour permettre la détection de la variation de flux. L'hypothèse de flux constant est alors appliquée sur un intervalle

$ntf * \delta t$  pour la résolution du problème direct (équation (II.3)).

$$\varphi_k(t) = \varphi_k(t + \delta t) = \dots = \varphi_k(t + ntf * \delta t) \quad (\text{II.3})$$

L'erreur effectuée sur le flux thermique imposé lors de l'hypothèse s'obtient par la minimisation d'une fonctionnelle  $J$  donnée par l'équation (II.4), représentant la somme des écarts quadratiques entre température mesurée et température calculée pour chaque pas de temps  $\delta t$  et en chaque point  $P_i$ . La variation de flux entrant s'obtient en différentiant la fonctionnelle  $J$  par chaque composante  $\varphi_k$ .

$$J(t + \delta t, \varphi_{1 \rightarrow M}) = \sum_{i=1}^N \left[ \sum_{j=1}^r \left( Y_i^{t+j*\delta t} - T_i^{t+j*\delta t} \left( \varphi_1^{n+1} \dots \varphi_k^{n+1} \dots \varphi_M^{n+1} = \varphi^n \right) \right)^2 \right] \quad (\text{II.4})$$

La variation de densité thermique en chaque point discrétisé de la surface  $\Sigma$  est obtenue lorsque la dérivée partielle de  $J$  par rapport à chacune de ces composantes s'annule. Elle conduit à la résolution du système matriciel (II.5) dont les termes  $S$  et  $D$  sont explicités par (II.6) et (II.7).

$$S * \Delta\varphi = D \quad (\text{II.5})$$

$$S_{kl} = \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^r \left( X_{i|k}^{n+j} * X_{i|l}^{n+j} \right) \quad (\text{II.6})$$

$$D_k = \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^r (Y - T) * X_{i|k}^{n+j} \quad (\text{II.7})$$

Le terme  $X_{i|k}^{t+j*\delta t}$ , appelé coefficient de sensibilité, représente la variation de température au point  $P_i$  après un intervalle de temps  $j*\delta t$  pour une variation unitaire de la densité de flux thermique au point  $k$  de la surface (équation (II.8)). Cette sensibilité permet de recalculer la variation entre deux intervalles de temps connaissant celle de la température. Le calcul de ce terme doit être effectué préliminairement à toute inversion afin d'évaluer la faisabilité. Il permet de déterminer le pas de temps de discrétisation, le nombre de temps futurs à observer et les positions critiques des thermocouples avant instrumentation.

$$X_{i|k}^{t+j*\delta t} = \frac{\partial T_i^{t+j*\delta t}}{\partial \varphi_k^{t+j*\delta t}} \quad (\text{II.8})$$

### II.2.b Estimation du flux thermique monodimensionnel dans le pion

Pour la résolution du calcul des transferts de chaleur dans le pion, la discrétisation de celui-ci est réalisée pour un modèle monodimensionnel en différences finies, représenté sur la figure II.11. Le champ de température déterminé se limite dans un premier temps à l'évolution selon l'épaisseur. Elle est discrétisée pour un pas d'espace  $\delta z = 0.1$  mm. Le densité de flux thermique  $\varphi_p$  en  $z=0$  est inconnue, position de l'interface en contact (équation (II.9)). Sur la face arrière du pion en  $z = e_{pion}$ , une condition d'isolation thermique est appliquée en imposant un flux thermique nul (équation (II.10)). Cette hypothèse est validée par la suite et est justifiée par les faibles propriétés thermiques du matériau, l'épaisseur du pion

et la durée de l'essai. Elle permet d'identifier le flux thermique dissipé avec un seul thermocouple et donc de limiter les perturbations du champ thermique avec l'instrumentation.

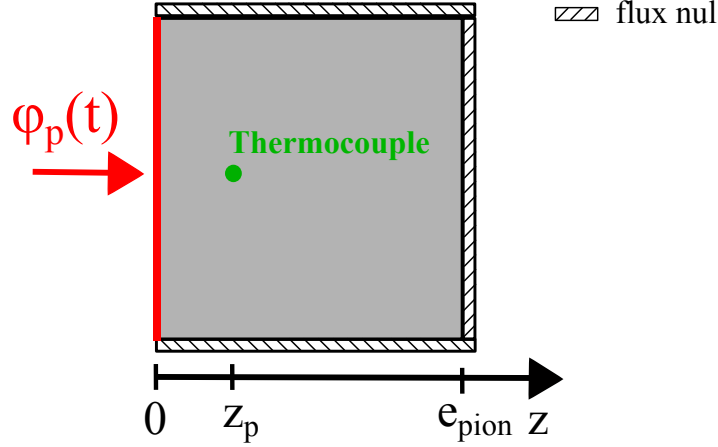


FIGURE II.11 – Conditions aux limites sur le pion

$$-k \frac{\partial T(t)}{\partial z} \Big|_{z=0} = \varphi_p(t) \quad (\text{II.9})$$

$$-k \frac{\partial T(t)}{\partial z} \Big|_{z=e_{\text{pion}}} = 0 \quad (\text{II.10})$$

La température au point  $z_p$  est la température mesurée expérimentalement au centre de la section du pion  $Y_{z_p}(t_0)$  et permet la détermination du flux thermique moyen entrant. La condition initiale ( $t=t_0$ ) de température est uniforme et est donnée par la valeur expérimentale avant essai (équation (II.11)).

$$T(z, t_0) = Y_{z_p}(t_0) \quad (\text{II.11})$$

Dans ce cas, le problème se limite à déterminer une seule condition de flux, ce qui simplifie l'expression de la fonctionnelle  $J$  (équation (II.12)). La variation de densité de flux thermique à chaque pas de temps est alors donnée par l'équation (II.13).

$$J = \sum_{j=1}^{ntf} \left( Y_{z_p}^{t+j*\delta t} - T_{z_p}^{t+j*\delta t} \left( \varphi_p^{t+\delta t} \dots \varphi_p^{t+ntf*\delta t} = \varphi_p^t \right) \right)^2 \quad (\text{II.12})$$

$$\Delta \varphi_p = \frac{\sum_{j=1}^{ntf} \left( Y_{z_p}^{t+j*\delta t} - T_{z_p}^{t+j*\delta t} \right) * X^{t+j*\delta t}}{\sum_{j=1}^{ntf} \left( X^{t+j*\delta t} \right)^2} \quad (\text{II.13})$$

### Étude de sensibilité

La sensibilité du point de mesure expérimental au flux recherché détermine la faisabilité de l'inversion [RAY86]. Celle-ci sera d'autant plus aisée que la variation unitaire du flux sur la surface  $z = 0$  impliquera une variation élevée de la température en  $z_p$ , c'est-à-



dire, que le coefficient de sensibilité  $X$  sera élevé.

Avant de débiter toute mesure expérimentale, il est nécessaire de déterminer numériquement la position et le pas de temps de résolution du modèle en fonction de l'intensité du flux thermique attendu. Il sera d'autant plus difficile de retrouver le flux que la variation de température sera faible et que le rapport bruit de mesure sur variation de température sera important. Afin de positionner le thermocouple dans le pion, l'évolution de sa température est calculée pour un flux unitaire imposé.

Conductivité Thermique	Capacité Thermique	Masse Volumique
$W.m^{-1}.K^{-1}$	$J.kg^{-1}.K^{-1}$	$kg.m^{-3}$
0.5	1000	1450

Tableau II.1 – Propriétés thermiques de la résine

Les propriétés thermiques utilisées sont celles de la résine non renforcée identifiées expérimentalement (Annexe A) et sont données par le tableau II.1. Le matériau composite étant plus diffusif que la résine pure, la sensibilité sera supérieure pour la même localisation du thermocouple.

Le pas de discrétisation utilisé est de 0.1 mm et le pas de temps de résolution de 0.1 s. Le flux est imposé les 50 premières millisecondes d'un intervalle de temps de 2 sec et les températures pour des positions entre 0.5 et 3 mm sont représentées sur la figure II.12.

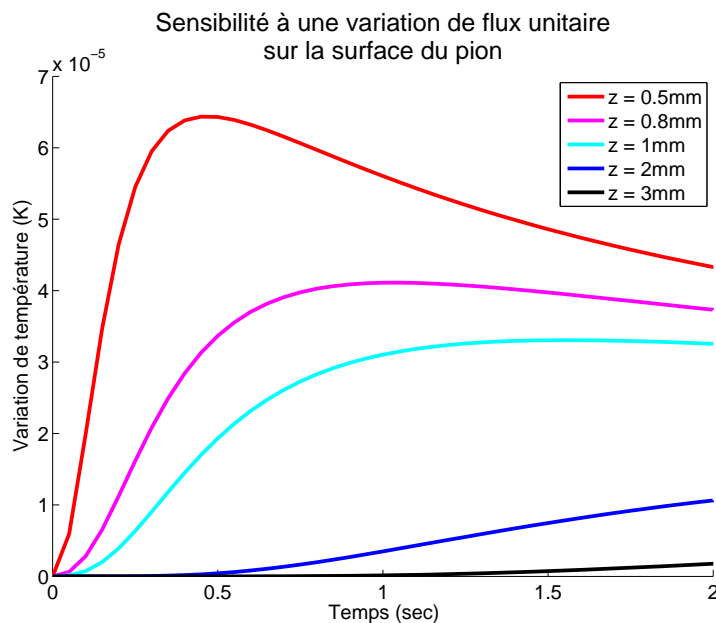


FIGURE II.12 – Sensibilité de la température du pion à une variation unitaire du flux entrant

Elle montre que la sensibilité est maximale pour un thermocouple placé à 0.5 mm de la surface avec un déphasage dans le temps de 0.4 sec. Elle décroît rapidement à cause de la faible diffusivité de la résine. Un déphasage important et une faible sensibilité sont observés dès lors que le capteur se trouve au delà de 2 mm de la surface frottée. Étant donné la difficulté d'instrumenter le pion à une épaisseur si proche de la surface, nous avons choisi de le placer 1 mm sous celle-ci. A cette position, la sensibilité est supérieure à  $1.10^{-5}$  °C dès 0.3 sec. Le seuil de détection d'un thermocouple étant de l'ordre de 0.05 °C, il est atteint dès lors que la densité de flux thermique recherchée est supérieure à  $1 \text{ kW.m}^{-2}$ . Pour les conditions de pression et de vitesse les moins sévères à tester (0.25 MPa et  $5 \text{ m.s}^{-1}$ ), elle est estimée à  $5 \text{ kW.m}^{-2}$ . L'amplitude des variations de températures à mesurer est certes limitée dans ces conditions mais elle est suffisante pour les sollicitations plus sévères.

### Validation numérique

Le modèle a été développé sur le logiciel commercial MATLAB. La validation du problème inverse est menée par la technique des fichiers sources pour des flux thermiques d'amplitude comparable à ceux à observer et pour des bruits de mesure des thermocouples représentatifs. La méthode consiste à imposer dans un modèle direct la densité de flux thermique sur la surface d'intérêt, à extraire les données de températures aux positions des points de mesure expérimentaux et à utiliser ces données de températures comme source pour évaluer la faisabilité de l'inversion. L'amplitude du flux identifié, son déphasage et l'amplitude des oscillations du signal renseignent sur le choix des paramètres spatiaux-temporels choisis : pas de temps, nombre de temps futurs, position du thermocouple...

Pour cette validation, deux types de signaux d'entrée ont été imposés : un signal rectangulaire et un signal triangulaire. Le premier permet de vérifier que la méthode est stable lors d'une variation brutale de la valeur du flux entrant. Le second induit une modification brutale de la dérivée de la condition imposée et permet de contrôler que l'inversion est robuste à cette variation.

La validation est menée dans un premier temps avec des données de températures non bruitées. Le pas de temps du calcul est de 0.1 sec pour une discrétisation spatiale de 0.1 mm, l'épaisseur du pion est prise égale à 20 mm. L'étude de la variation brutale du flux, signal créneau, est menée sur un intervalle de 5 sec. Le flux thermique est maintenue constant à  $10 \text{ kW.m}^{-2}$  hormis sur un intervalle de 1 sec où il vaut  $20 \text{ kW.m}^{-2}$  (figure II.13(a)). Pour le cas du signal triangulaire, la densité de flux thermique imposée augmente linéairement de  $10 \text{ kW.m}^{-2}$  à  $20 \text{ kW.m}^{-2}$  sur un intervalle de 2.5 sec et prend une valeur de pente opposée sur le même intervalle (figure II.13(b)).

Les identifications sont présentées pour un nombre de temps futurs  $ntf = 3$ . On peut observer sur la figure II.13(a) que lors de la variation brutale de la densité de flux, une

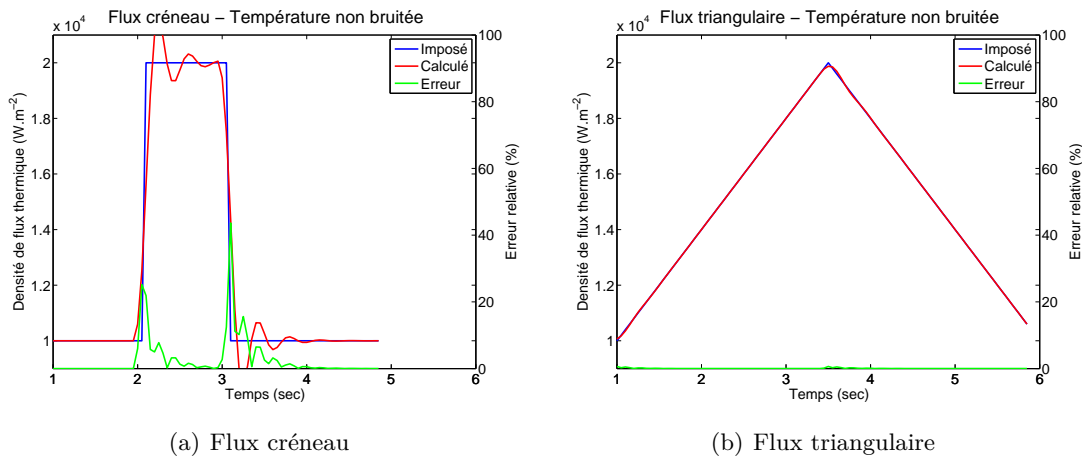


FIGURE II.13 – Validation du modèle monodimensionnel pour des données de températures non bruitées ( $ntf = 3$ )

instabilité est générée dans le calcul et plusieurs itérations sont nécessaires pour que le flux calculé converge vers le flux imposé. L'erreur peut atteindre jusque 40% localement, au niveau des discontinuités, mais devient rapidement inférieure à 5%. Pour une valeur de  $ntf$  plus importante, cette instabilité est moins importante mais la brusque variation est plus difficilement détectée. Dans le cas du signal triangulaire, sur la figure II.13(b), l'erreur est toujours inférieure à 5% et le changement de pente n'affecte que très peu l'algorithme.

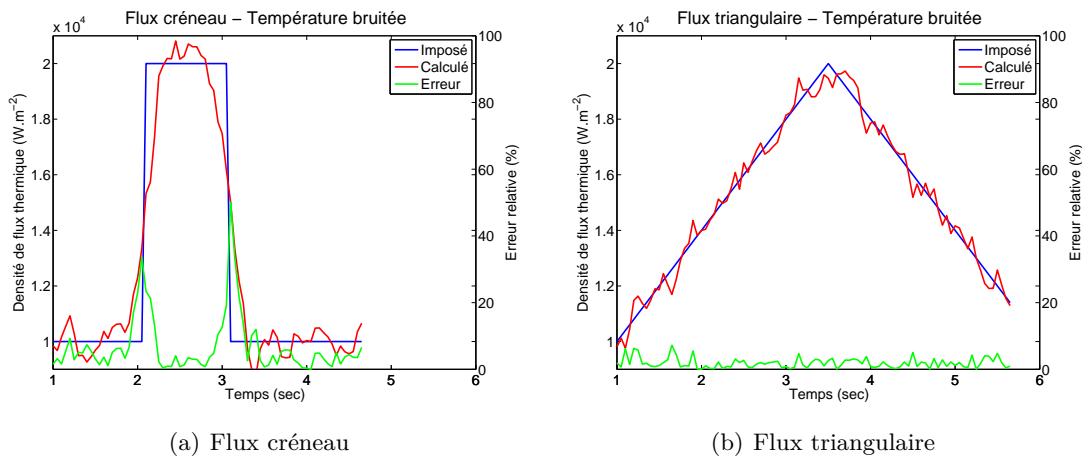


FIGURE II.14 – Validation du modèle monodimensionnel pour des données de températures bruitées ( $ntf = 7$ )

La robustesse de la méthode est évaluée en injectant un bruit blanc d'une amplitude  $0.05\text{ }^{\circ}\text{C}$  afin de simuler la perturbation inhérente à toute mesure expérimentale. Les deux cas précédents sont testés dans les mêmes conditions mais pour un nombre de temps futurs plus important, soit  $ntf = 7$ . Les signaux de températures étant plus perturbés au regard des variations de températures dues au flux thermique, il est nécessaire de prendre une valeur plus grande pour ce paramètre afin d'obtenir un profil de flux cohérent. Pour le

signal créneau, sur la figure II.14(a), la réponse calculée du flux est effectivement bruitée et l'erreur relative est de nouveau maximale aux changements brusques de pente. L'erreur moyenne se situe dans ce cas autour de 10%. La densité de flux calculée pour le signal triangulaire (figure II.14(b)) est proche du signal imposé mais l'erreur est également plus importante que dans le cas non bruitée, se situant en moyenne autour de 6%.

Les valeurs de flux imposés lors de cette validation correspondant à des conditions de sollicitations expérimentales relativement faibles, les variations de températures expérimentales sont suffisantes pour déterminer les densités de flux de la campagne d'essai.

### II.2.c Estimation du flux thermique dans le disque

Le champ de température dans le disque et le flux thermique généré par frottement sont déterminés dans une configuration axisymétrique en différences finies. Un schéma des différentes conditions aux limites est représenté sur la figure II.15. Le disque modélisé a un rayon interne  $R_{int} = 8$  mm et un rayon externe  $R_{ext} = 50$  mm. Le flux est généré en frottement sur la surface  $z_0 = 0$  mm pour les positions radiales comprises entre  $R_{fint} = 24$  mm et  $R_{fext} = 48$  mm (équation (II.14)). Une condition de convection fonction de la vitesse de rotation et de la position radiale est imposée sur les surfaces du disque en contact avec l'air à une température  $T_a$  : en  $z_0$  (équation (II.15)), sur une partie de la surface  $z_e = 7$  mm (équation (II.16)) et sur la couronne  $R_{ext}$  (équation (II.17)). La surface du disque en  $z_e$  en contact avec la bague de zircone est considérée isolée (équation (II.18)). La bague céramique située sur la face arrière du disque limite les pertes de chaleur par conduction. La même condition d'isolation est imposée sur la surface de rayon interne  $R_{int}$  (équation (II.19)).

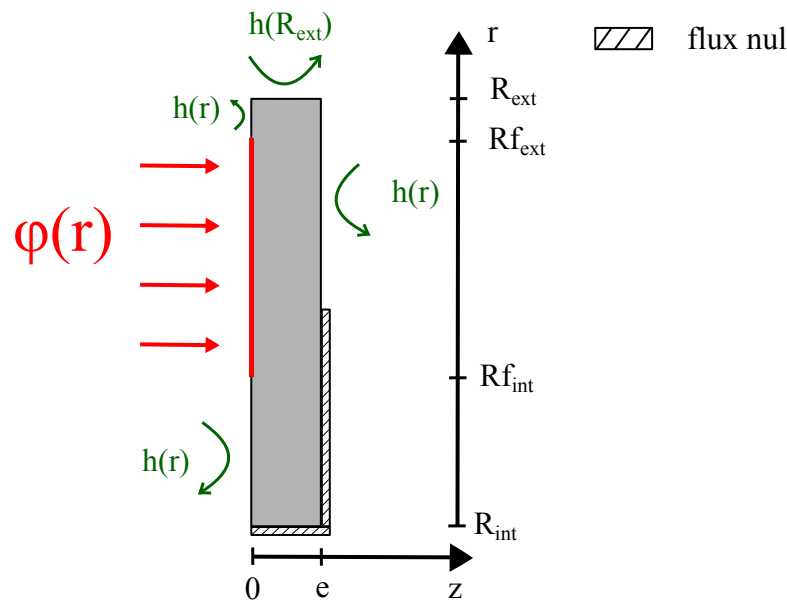


FIGURE II.15 – Conditions aux limites sur le disque

$$-\lambda \frac{\partial T(t)}{\partial z} \Big|_{R_{fint} < r < R_{fext}, z=0} = \varphi_p(r, t) \quad (\text{II.14})$$

$$-\lambda \frac{\partial T(t)}{\partial z} \Big|_{r < R_{fint}, R_{fext} < r, z=0} = h_{z_0}(r, \omega) * (T(r, z_0, t) - T_a) \quad (\text{II.15})$$

$$-\lambda \frac{\partial T(t)}{\partial z} \Big|_{R_{ZrO_2} < r, z=z_e} = h_{z_0}(r, \omega) * (T(r, z_0, t) - T_a) \quad (\text{II.16})$$

$$-\lambda \frac{\partial T(t)}{\partial z} \Big|_{r=R_{ext}, z} = h_{R_{ext}}(\omega) * (T(R_{ext}, z, t) - T_a) \quad (\text{II.17})$$

$$-\lambda \frac{\partial T(t)}{\partial z} \Big|_{R_{ZrO_2} > r, z=z_e} = 0 \quad (\text{II.18})$$

$$-\lambda \frac{\partial T(t)}{\partial z} \Big|_{r=R_{int}, z} = 0 \quad (\text{II.19})$$

Le coefficient de convection thermique  $h$  est calculé à partir des relations données par Watel [WAT94]. Sa valeur pour chaque position radiale dépend de la valeur du nombre de Reynolds (équation (II.20)), fonction de la vitesse de rotation du disque et de la viscosité cinématique de l'air  $\nu_a$ . Pour  $Re < 1.8 \cdot 10^5$ , le régime d'écoulement est laminaire et  $h$  est donné par la relation (II.21). Pour  $Re > 2.8 \cdot 10^5$ , le régime d'écoulement est turbulent et le coefficient de convection est dépendant de la conductivité de l'air  $k_a$  (équation (II.22)). Pour les valeurs intermédiaires de  $Re$ , une interpolation linéaire entre les valeurs limites est utilisé pour calculer  $h$ .

$$Re = \frac{\omega r^2}{\nu_a} \quad (\text{II.20})$$

$$h = 2.48 \sqrt{\omega} \quad (\text{II.21})$$

$$h = 0.0194 k_a \frac{Re^{0.8}}{r} \quad (\text{II.22})$$

La discrétisation du disque est de  $\delta r = 1$  mm selon la direction radiale et  $\delta z = 1$  mm selon l'épaisseur. La taille du pas d'espace est volontairement limité afin de réduire le nombre d'inconnus de flux sur la face frottée. Le nombre de densités à calculer est alors de 25.

La résolution de ce problème de conduction inverse est bidimensionnelle et le calcul des densités de flux sur la surface frottée pour chaque position radiale discrétisée nécessite l'implantation de plusieurs thermocouples dans le disque. Le système de télémessure présenté précédemment offre la possibilité de mesurer la température en huit positions distinctes. Le nombre d'inconnues de flux thermiques est alors de 25 pour seulement 8 valeurs de température. Le passage par une stabilisation spatiale est indispensable pour identifier un profil de flux cohérent sur la surface frottée.

### Stabilisation spatiale

Une condition pour résoudre un problème de conduction de la chaleur où plusieurs densités de flux thermiques sont inconnues est de disposer d'une information de qualité pour chaque valeur à identifier. Un critère quantitatif, le taux de représentation, est défini par Blanc [BLA98] pour évaluer si les positions et le nombre de thermocouples permettent le calcul des inconnues. Il est défini par  $\tau_k^r$  dans l'expression (II.23) et représente la somme des sensibilités à une variation de flux unitaire à la position  $k$  pour l'ensemble des  $N$  capteurs de mesure et pour un nombre de pas de temps futurs  $ntf$ .

$$\tau_k^{ntf} = \sum_{i=1}^N Z_{i|k}^{ntf} \quad (\text{II.23})$$

Ce critère est un outil pour le choix de la position des sondes de température et du nombre de pas de temps futurs à utiliser. Afin que l'inversion soit stable, la sensibilité pour chaque densité de flux doit être la plus homogène possible. Un rapport supérieur à 0.75 entre le taux du flux thermique le moins bien représenté et le taux du flux le mieux représenté est préconisé. Le choix des positions et de  $ntf$  peut se faire aisément en traçant pour différentes configurations de positions le taux de représentation normalisé de l'ensemble des densités de flux et l'évolution du taux de représentation maximal avec le nombre de temps futurs.

### Étude de sensibilité et positionnement des capteurs

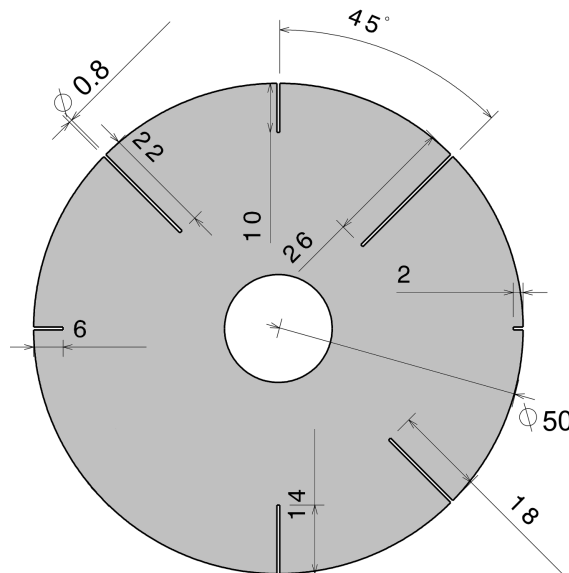


FIGURE II.16 – Localisation des thermocouples dans le disque de frottement

Les positions des thermocouples dans le disque, représentées sur la figure II.16, sont définies à partir d'une étude sur le taux de représentation. Elle nous a amené à les placer à 1 mm sous la surface de contact et régulièrement espacés le long du rayon du disque. Ils

sont disposés tous les 4 mm de la position  $r_1 = 24$  mm à la position  $r_7 = 48$  mm.

Le taux de représentation normalisé est représenté sur la figure II.17(a) en fonction des positions des densités de flux thermiques à identifier. Pour un nombre de pas de temps futurs  $ntf = 5$ , tous les points discrétisés de la surface de contact ont une valeur supérieure à 0.75 et pour  $ntf = 10$ , le taux normalisé de la densité de flux la moins représentée devient supérieur à 0.82.

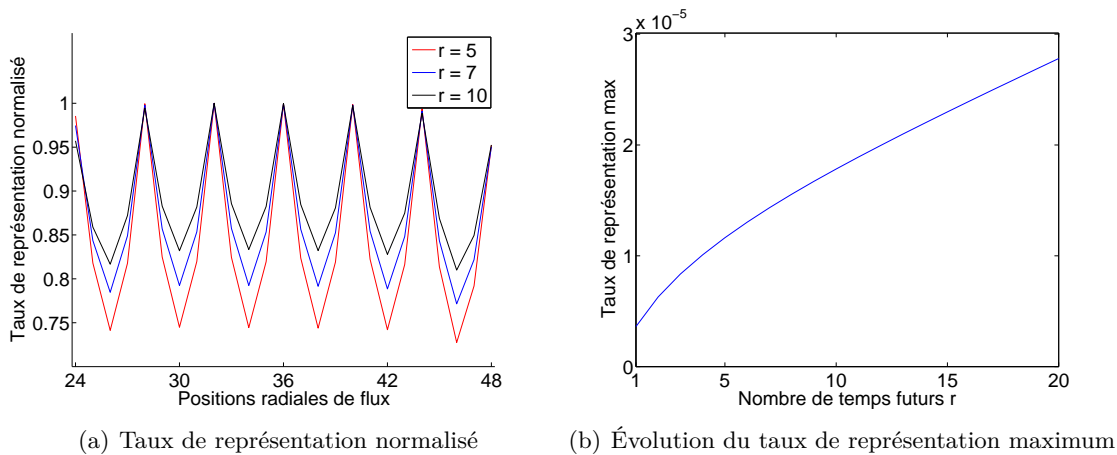


FIGURE II.17 – Taux de représentation pour l'instrumentation retenue

Pour un problème multidimensionnel, un certain nombre de profil de flux imposé sur une surface peuvent conduire à la même réponse en température aux points de mesure. L'ajout d'un terme dans l'équation (II.4) de la fonctionnelle  $J$  permet d'éviter des fluctuations non physiques le long de cette surface. L'équation à minimiser devient alors (II.24) :

$$J'(t + \delta t) = J(t + \delta t) + \beta \sum_{k=2}^{M-1} (\varphi_{k-1}^{t+\delta t} - 2\varphi_k^{t+\delta t} + \varphi_{k+1}^{t+\delta t}) \quad (\text{II.24})$$

où  $\beta$  représente le coefficient de stabilisation spatiale. Le choix de la valeur de ce paramètre va considérablement influencer le résultat. Si sa valeur est trop faible, des fluctuations incohérentes entre deux positions voisines où le flux est calculé vont apparaître tandis qu'une valeur trop élevée impliquera un filtre trop important de la réponse du modèle.

Le système matriciel à résoudre pour obtenir les densités de flux à chaque intervalle de temps est alors décrit par l'équation II.25 où  $S_\beta$  et  $D_\beta$  contiennent les termes de régularisation (équations II.27 et II.26).

$$(S + S_\beta) * \Delta\varphi = D + D_\beta \quad (\text{II.25})$$

$$D_\beta = S_\beta * \varphi(t) \quad (\text{II.26})$$

$$S_{\beta} = \begin{pmatrix} 1 & -2 & 1 & & & & \\ -2 & 5 & -4 & 1 & & & 0 \\ 1 & -4 & 6 & 4 & & & \\ & \ddots & \ddots & \ddots & \ddots & \ddots & \\ & & 1 & -4 & 6 & -4 & 1 \\ & 0 & & 1 & -4 & 5 & -2 \\ & & & & 1 & -2 & 1 \end{pmatrix} \quad (\text{II.27})$$

### Validation numérique

La validation du problème inverse axisymétrique est également menée par la technique des fichiers sources. Un profil de flux thermique est imposé sur la surface sollicitée, fonction de la position sur le disque. Les valeurs de densités sont calculées à partir de la vitesse de glissement, de la pression moyenne, de la longueur de frottement du pion et d'un coefficient de frottement comme représenté sur la figure II.18.

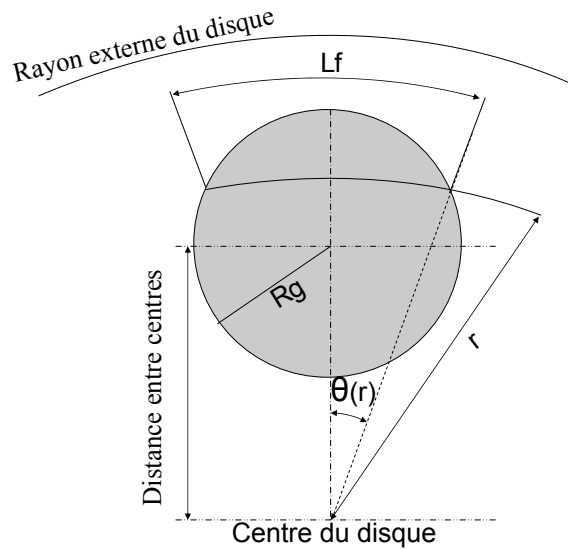


FIGURE II.18 – Répartition du flux dissipé sur un montage pion-disque

Dans une configuration pion-disque, la quantité d'énergie dissipée sur chaque couronne du disque est inégale en raison du gradient de vitesse et de la partie angulaire frottée et conduit à un gradient de densité de flux thermique le long de la piste. Watremez a discrétisé le pion pour identifier l'énergie générée en fonction du rayon du pion et de la distance entre le centre du disque et le centre du pion [WAT95]. La part du flux thermique total généré à la surface du disque est alors obtenue par la relation (II.28) :

$$\Phi(r) = \Phi_{total} * \frac{\theta(r) * ((r + \delta r)^2 - (r - \delta r)^2)}{S_{Pion}} \quad (\text{II.28})$$

$\Phi_{total}$  représente la part d'énergie dissipée en frottement entrant dans le disque. Pour la validation, elle est obtenue en considérant que l'intégralité de l'énergie du frottement



est dissipée sous forme de chaleur. Pour un coefficient de partage  $\alpha = 0.9$ , une pression de 1 MPa, un coefficient de frottement  $\mu = 0.5$  et une vitesse de rotation de  $1325 \text{ trs.min}^{-1}$ , l'énergie dissipée vaut 1017 W.

Ces conditions sont proches de celles rencontrées lors de l'expérimentation. Le calcul direct dans le modèle axisymétrique est réalisé sur un intervalle de temps de 60 secondes. Le flux  $\Phi_{total}$  est imposé constant sur un intervalle de 30 secondes après les 10 premières secondes. Les valeurs de densité de flux pour les positions radiales sollicitées par le pion sont représentées sur la figure II.19.

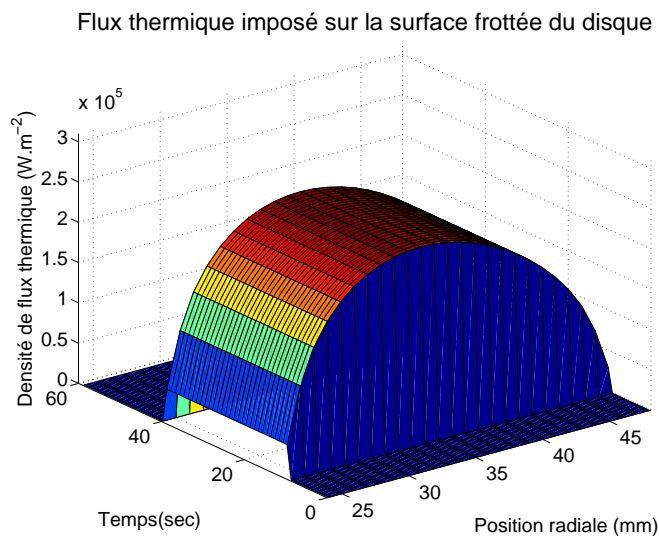


FIGURE II.19 – Profil de densité de flux thermique imposé sur le disque

Les propriétés thermiques de l'acier sont tirées de [BOY85] et sont données dans le tableau II.2. Elles correspondent aux caractéristiques de l'acier bas carbone AISI 1015, utilisé pour l'expérimentation, et sont considérées invariantes avec la température dans la gamme rencontrée.

Conductivité Thermique	Capacité Thermique	Masse Volumique
$W.m^{-1}.K^{-1}$	$J.kg^{-1}.K^{-1}$	$kg.m^{-3}$
52	480	7850

Tableau II.2 – Propriétés thermiques de l'acier

Le résultat de l'identification inverse pour ces conditions d'essai est présenté sur la figure II.20. Le calcul est mené pour un pas de temps  $\delta t = 0.05 \text{ sec}$ , un nombre de temps futurs  $ntf = 7$ . Le coefficient de stabilisation spatiale est choisi à partir des recommandations de Blanc [BLA98] donnant  $\beta$  environ égale à la plus grande valeur de la matrice de sensibilité S (équation II.6). Le calcul est réalisé un coefficient compris entre 0.1 et 10

fois cette valeur maximale et la réponse de flux est dans notre cas la plus proche du signal imposé une valeur cinq fois supérieur soit  $\beta = 2.7 \cdot 10^{-9}$ . L'amplitude du flux calculé est relativement cohérente avec l'information de départ. Pour les positions radiales au centre du pion, l'erreur est inférieure à 5%. La stabilisation a en revanche tendance à générer une erreur plus importante sur les positions extrêmes de la piste de frottement.

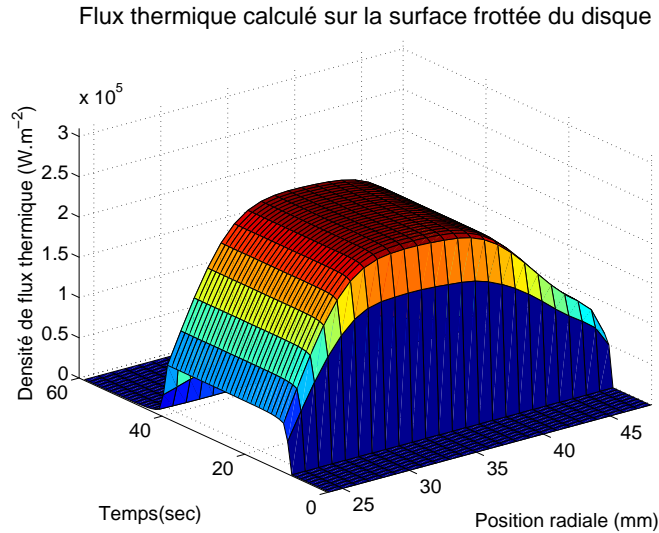


FIGURE II.20 – Profil de densité de flux thermique calculé sur le disque

Le profil du flux thermique est présenté sur la figure II.21 pour les positions radiales sollicitées à  $t = 30$  sec. Aux positions extrêmes, on peut observer une répartition de la densité plus uniforme pour l'inversion par rapport au flux théorique. L'erreur relative est importante mais ceci est en partie dû au fait que les valeurs de flux en ces positions sont plus faibles.

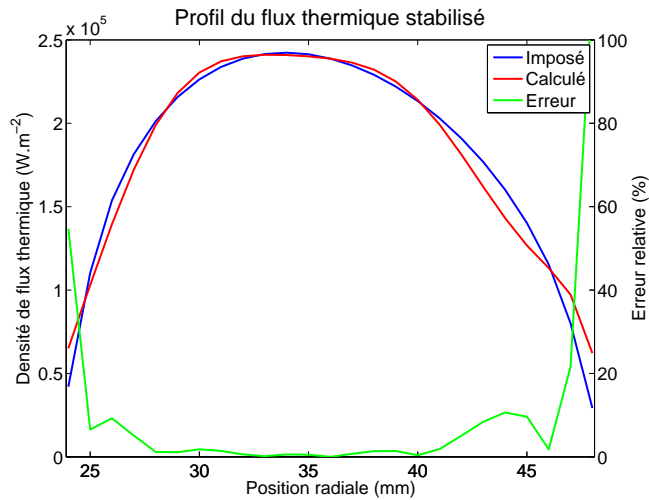


FIGURE II.21 – Erreur du flux estimé sur le disque à  $t = 30$ sec

### II.2.d Répartition du flux généré sur la surface du pion

En configuration pion-disque, Play a observé que la répartition de pression à la surface du pion n'est pas homogène [PLA77]. La sollicitation au niveau du bord d'attaque est plus importante qu'en sortie de contact. Une quantité d'énergie plus grande est donc dissipée sous forme de chaleur à l'entrée du contact. Parallèlement, le gradient de vitesse dans le sens radial conduit une intensité du flux thermique plus élevée sur le rayon externe de la piste de frottement que sur le rayon interne.

L'identification d'un profil de densité de flux en fonction de la position de flux peut théoriquement être menée par une méthode de spécification de fonction sur un modèle tridimensionnel. Cependant, étant le nombre d'inconnus sur la surface, le nombre de thermocouples nécessaire à réaliser l'inversion est trop important et l'instrumentation risque de perturber le champ de température. Le recours à l'algorithme de Levenberg-Marquardt [MAR63] permet d'identifier les paramètres d'une fonction retraçant à priori la répartition de la densité de flux généré côté pion.

Le choix de cette fonction est réalisé en tenant compte des précédentes observations citées. La densité de flux thermique dépend du temps et des coordonnées sur la face  $z_0$  du pion et est définie par l'équation (II.29) :

$$\varphi(x, y, t) = \varphi_p(t) * f_R * f_{LT} \quad (\text{II.29})$$

Elle représente le produit de trois fonctions indépendantes.  $\varphi_p(t)$  donne l'évolution du flux moyen, calculé par le modèle de spécification de fonction monodimensionnel.

$f_{LT}$  définit la répartition dans le sens du glissement (équation (II.30)). Cette fonction permet de prendre en compte les observations de Play et de reproduire une localisation au niveau de l'entrée du contact.  $X$  est une variable dépendante des coordonnées (x,y) sur la face  $z_0$  et prend des valeurs comprises entre 0 et 2. Elle est minimale en sortie de contact, unitaire au centre du pion et maximale en entrée de contact. Les paramètres  $P_1$  et  $P_2$  sont définis égaux à 1 au début du calcul correspondant à une répartition de pression uniforme dans le sens du glissement.

$$f_{LT} = \frac{X^{P_1} + P_2}{1 + P_2} \quad (\text{II.30})$$

$f_R$  impose une densité de flux thermique croissante avec l'éloignement du point discrétisé à la surface du pion par rapport au centre du disque (équation (II.31)).  $R_m$  est le rayon moyen de frottement sur le disque correspondant à la distance entre les centres. Le paramètre  $P_3$  est initialement pris égal à 1 puisque l'évolution de la vitesse de glissement avec la position radiale est linéaire.

$$f_R = \frac{r(x, y)^{P_3}}{R_m} \quad (\text{II.31})$$

Le calcul tridimensionnel du flux est réalisé par éléments finis sur le logiciel ABAQUS

couplé à l'optimiseur développé au sein du laboratoire par Hubert [HUB10a]. Le pion est modélisé par un cylindre d'épaisseur 10 mm et de diamètre 24 mm. Il est discrétisé pour une taille moyenne de maille de 0.65 mm. La densité de flux moyenne  $\varphi_p(t)$  est calculée préalablement et injectée comme condition au limite dans le modèle. Les fonctions de forme  $f_{LT}$  et  $f_R$  sont définies au moyen de la subroutine DFLUX codée en FORTRAN.

Une campagne expérimentale est réalisée pour un pion instrumenté de 6 thermocouples II.22. L'identification du flux est menée à partir des données des cinq capteurs placés 1.3 mm sous la surface. Le flux moyen  $\varphi_p(t)$  est calculé à partir de la mesure du thermocouple au centre de la section. La validité de la condition d'isolation du modèle sur la face arrière est contrôlée grâce au capteur placé à 9 mm de la zone de contact. La répartition du flux sur la surface a été obtenue pour différentes conditions de pression et vitesse. L'influence de ces conditions est présentée et discutée dans le chapitre suivant.

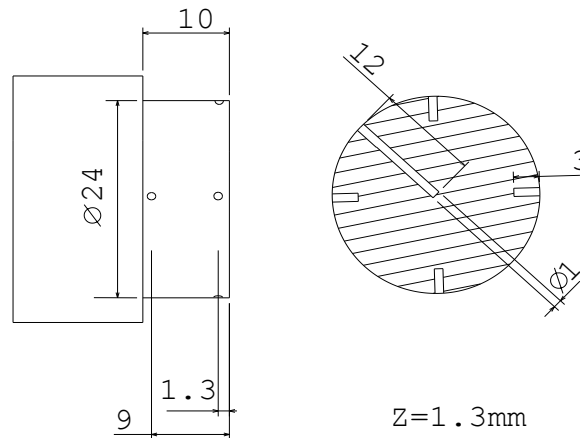


FIGURE II.22 – Positions des thermocouples dans le pion pour identification dans modèle 3D



## Chapitre III

# Caractérisation tribologique du matériau d'étude

Une analyse des résultats de la caractérisation tribologique et des conditions thermiques identifiées sur la plateforme HST pour le matériau d'étude, renforcé et non renforcé, est menée dans cette troisième partie.

Des essais frottants entre un pion en résine pure contre un disque en acier sont réalisés dans un premier temps afin d'isoler le comportement propre à la résine. Dans un second temps, le comportement en frottement d'un pion renforcé de 20% de particules sphériques en acier est évalué. Pour chaque configuration, trois conditions de vitesses moyenne de glissement,  $5 \text{ m.s}^{-1}$ ,  $10 \text{ m.s}^{-1}$  et  $20 \text{ m.s}^{-1}$ , et trois conditions initiales de pression moyenne, 0.25 MPa, 0.5 MPa et 1 MPa, sont considérées pour étudier leur influence sur le coefficient de frottement ainsi que celle de la température surfacique.

Les identifications de flux thermiques transférés dans le pion et le disque sont présentées dans la première partie de ce chapitre, la température de contact en cause dans l'étude tribologique découlant des modèles inverses de conduction de la chaleur. Le calcul monodimensionnel côté pion est réalisé pour les conditions tribologiques citées auparavant. La température surfacique ainsi obtenue est considérée comme la température de l'interface lors de l'étude du coefficient de frottement vis à vis des paramètres de contact. Une étude est par ailleurs menée sur un modèle éléments finis tridimensionnel pour déterminer la répartition de la chaleur sur sa surface et met en évidence la dépendance de cette répartition vis à vis de la pression et de la vitesse de glissement. Le calcul est réalisé sur un modèle axisymétrique pour le disque à partir de données obtenues sur le tribomètre basse vitesse. Le profil du flux dissipé et le champ de température le long de la piste de frottement sont calculés. Une comparaison des valeurs identifiées avec l'énergie dissipée et le coefficient de partage théoriques attestent de la pertinence des densités de flux pour le pion et le disque.

### III.1 Identification des sollicitations thermiques dans le contact

Le calcul des conditions thermiques dans le contact permet d'estimer l'influence de l'élévation de température dans le contact sur le coefficient de frottement du système pion - disque. Les propriétés thermiques de la résine et du disque utilisées pour les inversions sont rappelées dans le tableau III.1 et sont considérées invariantes sur la plage d'étude. Celles de la résine composite sont obtenues par un calcul de type loi des mélanges en fonction des propriétés respectives de leurs constituants et des fractions volumiques (20% de renforts). Les propriétés choisies pour les particules en acier sont les mêmes que celle du disque.

	Conductivité Thermique	Capacité Thermique	Masse Volumique
	$W.m^{-1}.K^{-1}$	$J.kg^{-1}.K^{-1}$	$kg.m^{-3}$
Disque	52	480	7850
Résine	0.5	1000	1450
Résine renforcée	10.8	700	2730

Tableau III.1 – Propriétés thermiques utilisées pour l'identification

#### III.1.a Estimation monodimensionnelle dans le pion

L'estimation de la température à la surface du pion et du flux entrant dans celui-ci est réalisée pour la majorité des essais frottants des différentes campagnes dans une configuration monodimensionnelle. La température est dans ce cas mesurée ponctuellement par le biais d'un thermocouple placé à 1 mm sous la surface. La durée moyenne d'un essai étant inférieure à 60 s, l'hypothèse d'isolation thermique sur la face arrière du pion est choisie. L'étude de sensibilité a montré qu'étant donné les propriétés de la résine et le temps considéré, l'élévation de température sur cette face est minime et que la perte d'énergie l'est également.

Les relevés du thermocouple inséré dans le pion en résine pure sont présentés pour des essais d'une durée approximative de 20 sec sur la figure III.1 pour trois conditions : une pression moyenne de 0.25 MPa et une vitesse de 5 m.s<sup>-1</sup>, une pression moyenne de 0.5 MPa et une vitesse de 10 m.s<sup>-1</sup>, une pression moyenne de 1 MPa et une vitesse de 20 m.s<sup>-1</sup>. Dans le cas des conditions les moins énergétiques, l'élévation de température mesurée est limitée à 10 °C en fin d'essai tandis que pour les conditions extrêmes, elle atteint 200 °C à 1 mm de la surface frottée. Les données sont enregistrées plusieurs secondes après le retrait du disque afin d'accéder à la diminution de température lors de la diffusion de la chaleur vers l'arrière du pion.

L'identification de la densité de flux entrant dans le pion est d'autant plus aisée que l'élévation de température est importante. Pour le calcul lors d'essais à basse vitesse et faible pression, la faible montée en température associée au bruit de mesure induit une

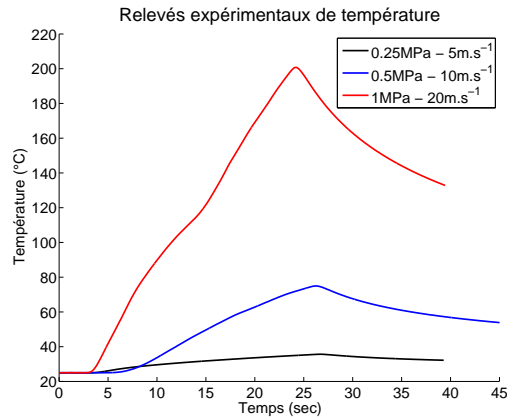


FIGURE III.1 – Températures mesurées par le thermocouple à 1 mm de la surface du pion en résine pure pour trois sollicitations

incertitude plus importante sur les valeurs de flux et de température de contact obtenues. L'utilisation d'un nombre de pas de temps futurs plus important permet de réduire l'impact du bruit et de stabiliser la réponse mais le signal de flux est par conséquent lissé.

La figure III.2 présente la densité de flux et la température de contact pour un nombre de temps futurs  $ntf = 3$ ,  $ntf = 7$  et  $ntf = 10$  dans le cas d'une vitesse de glissement de  $5 \text{ m.s}^{-1}$  et une pression moyenne de  $0.25 \text{ MPa}$ .

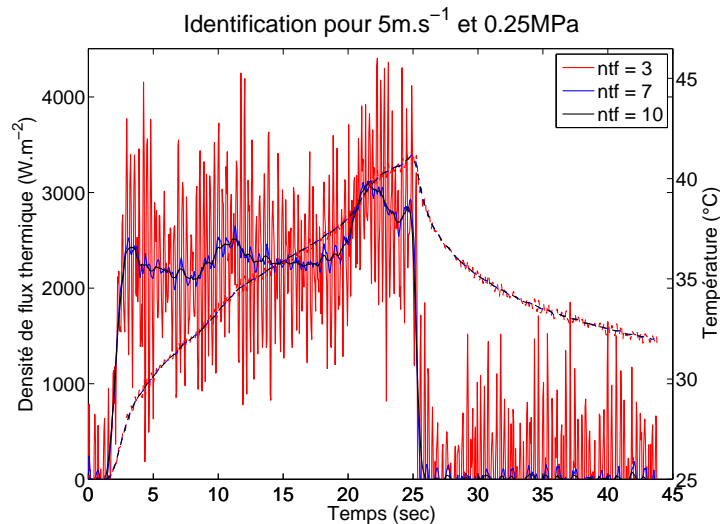


FIGURE III.2 – Identification monodimensionnelle des conditions thermiques du pion en résine pour une pression de  $0.25 \text{ MPa}$  et une vitesse de  $5 \text{ m.s}^{-1}$

Le signal de densité de flux thermique calculé pour ces conditions de contact avec un nombre de temps futurs égal à 3 est très perturbé. Pour ce paramètre de stabilisation temporelle, le filtrage du bruit de mesure est insuffisant. À partir de  $ntf > 7$ , la densité



de flux obtenue par l'identification est beaucoup plus stable. Concernant la température calculée au niveau de la surface de contact, les écarts entre les profils calculés pour  $ntf$  égal à 3, 7 et 10 sont inférieurs à  $0.3\text{ }^{\circ}\text{C}$ . Pour une faible énergie dissipée en frottement, l'incertitude sur la valeur du flux calculée est plus importante mais la variation de température du contact est faible. L'erreur réalisée sur la température de l'interface peut être négligée lors de l'étude de l'influence de cette variable sur le coefficient de frottement.

Les identifications du flux entrant dans le pion pour les autres conditions de contact sont présentées sur la figure III.3 pour un nombre de temps futurs  $ntf = 5$ . Pour ces sollicitations, le rapport bruit de mesure sur montée en température au niveau du capteur diminue suffisamment pour obtenir une réponse moins perturbée.

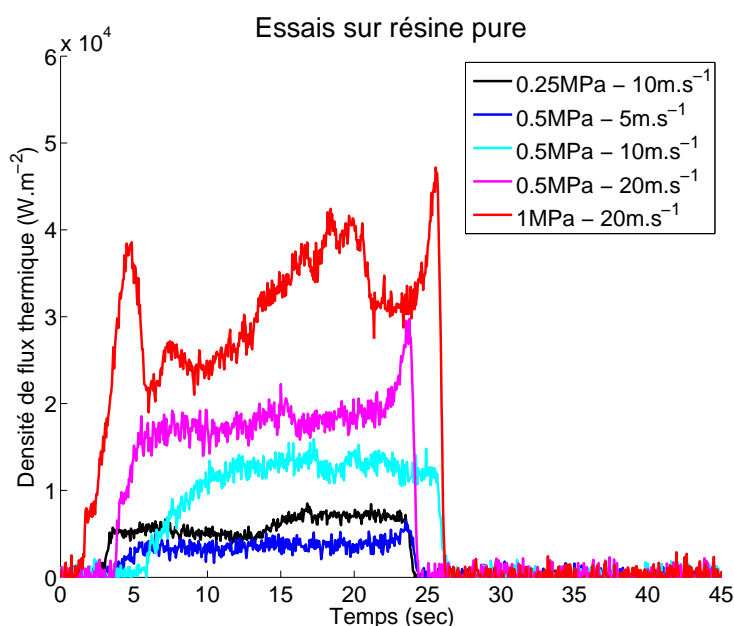


FIGURE III.3 – Densités de flux thermique calculées pour différentes conditions d'essai pour le pion en résine pure

Pour certains essais, l'allure des densités de flux calculées ressemble à un signal de créneau : le flux est nul avant la mise en contact, approximativement constant pendant le frottement et de nouveau nul au retrait du disque. C'est le cas pour les identifications des 3 essais les moins énergétiques de la figure III.3. Pour les deux autres conditions représentées, des variations importantes du flux thermique sont observables. L'effort normal imposé sur le pion est soumis à d'importantes variations au cours de l'essai. Celui-ci n'est pas régulé, le tribomètre fonctionnant en position de disque imposée ; les dilatations et fluage de matière, ainsi que l'usure et le départ de débris influent sur l'évolution de la pression imposée initialement.

L'effort normal et l'effort tangent sont tracés sur la figure III.4 avec la densité de flux thermique calculée pour un essai où d'importantes variations de la pression ont été mesu-

rées. On observe que les changements brutaux de la densité de flux identifiés coïncident avec le profil de l'effort tangent mesurée ce qui est cohérent avec la relation (I.1). Le flux dissipé est proportionnel à l'effort tangent, à la vitesse de glissement et au coefficient de partage.

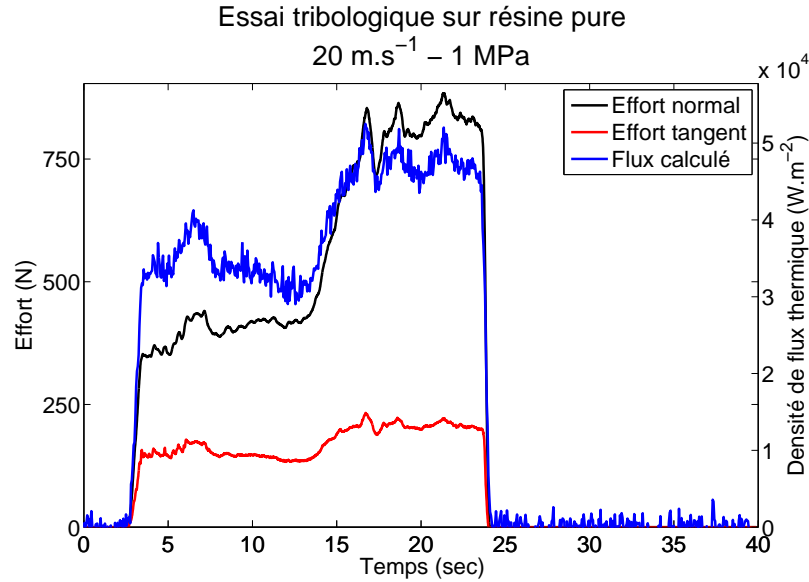


FIGURE III.4 – Similitudes entre l'évolution de l'effort tangent et la densité de flux calculée - Essai sur résine pure à  $20 \text{ m.s}^{-1}$  et  $1 \text{ MPa}$

Les densités de flux thermiques moyennes calculées pour l'ensemble des essais sur résine pure par le modèle monodimensionnel sont comprises entre  $2 \text{ kW.m}^{-2}$  pour les essais à  $5 \text{ m.s}^{-1}$  et  $0.25 \text{ MPa}$  et  $40 \text{ kW.m}^{-2}$  pour les essais à  $20 \text{ m.s}^{-1}$  et  $1 \text{ MPa}$  (figure III.3). La part de flux entrant dans le pion est théoriquement de  $0.5\%$  d'après le calcul du coefficient de partage  $\alpha$  donné par l'équation (I.5).

$$\alpha_{exp} = \frac{\varphi_{pion} * S_{pion}}{F_T * v_{glissement}} \quad (\text{III.1})$$

Sur la figure III.5 sont représentées les valeurs expérimentales moyennes de ce coefficient pour les configurations de pression et vitesse testées. Elles sont calculées à partir de l'expression (III.1) où  $\varphi_{pion}$  est la densité de flux moyenne identifiée côté pion,  $S_{pion}$  sa surface,  $F_T$  l'effort tangent moyen mesuré et  $v_{glissement}$  la vitesse linéaire de glissement au rayon moyen de frottement. Le coefficient de partage expérimental  $\alpha_{exp}$  est cohérent avec le coefficient de partage théorique. Il est compris entre  $0.5\%$  pour la plus haute vitesse et  $0.65$  pour les essais à  $5 \text{ m.s}^{-1}$  et  $0.5 \text{ MPa}$ . Ce paramètre témoigne que les densités de flux identifiées à partir des données expérimentales sont représentatives des valeurs attendues.

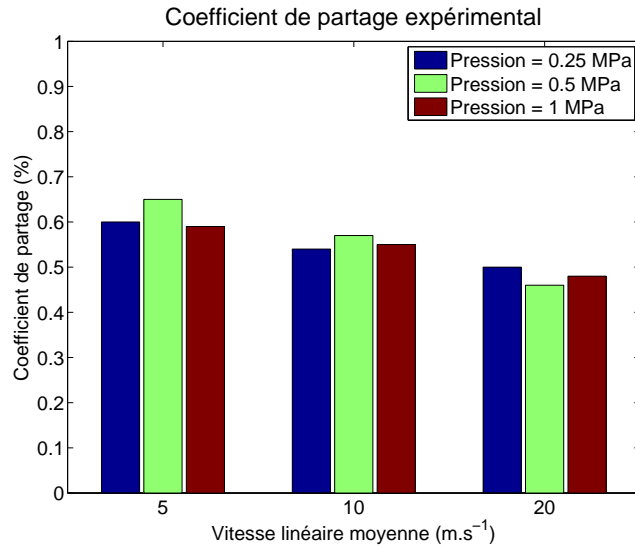


FIGURE III.5 – Coefficient de partage expérimental moyen

La figure III.6 montre l'intérêt d'identifier numériquement la température de contact. En effet, pour l'essai le moins énergétique, la différence entre la température surfacique calculée  $T_s$  et la température mesurée  $T_c$  par le thermocouple à 1 mm sous la surface est inférieure à  $10^\circ\text{C}$  en fin d'essai. Cependant pour une sollicitation sévère,  $20\text{ m.s}^{-1}$  et  $1\text{ MPa}$  sur le graphique, l'écart entre les deux positions est de l'ordre d'une centaine de degrés. Lors de l'analyse de la dépendance du coefficient  $\mu$  avec la température pour ce type de contact, une erreur importante est réalisée si on considère la valeur à 1 mm sous la surface au lieu de la valeur dans le contact.

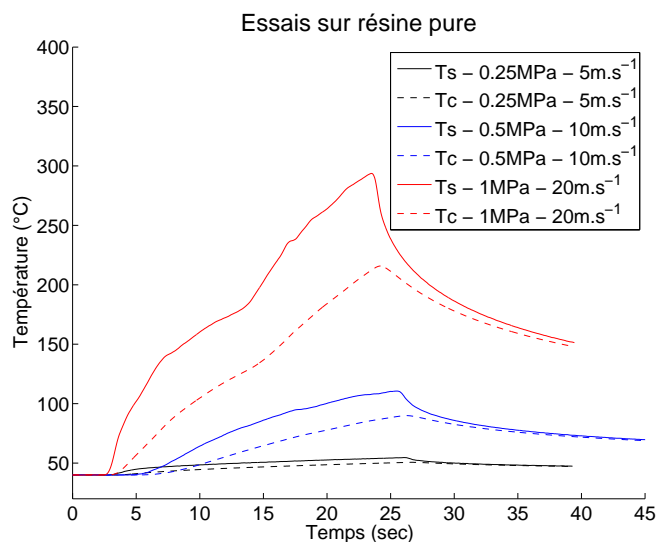


FIGURE III.6 – Températures capteur ( $T_c$ ) et surfaciques ( $T_s$ ) pour différentes conditions d'essai pour le pion en résine pure

### III.1.b Estimation dans le disque

L'identification des flux thermiques générés côté disque est menée sur le tribomètre basse vitesse même si celui-ci ne permet pas d'accéder à des vitesses de rotation suffisamment élevées pour atteindre une vitesse linéaire de  $5 \text{ m.s}^{-1}$ . Ainsi pour des vitesses de rotation testées de  $460$  et  $750 \text{ tr.min}^{-1}$ , l'échauffement du disque est étudié pour des vitesses linéaires de glissement de  $1.7$  et  $2.8 \text{ m.s}^{-1}$  au niveau du rayon moyen de frottement. Pour cette campagne, un pion en résine pure est utilisé pour des pressions moyennes de  $0.5$ ,  $1$  et  $1.3 \text{ MPa}$ .

Les figures III.7 et III.8 représentent les signaux bruts des températures relevées dans le disque aux différentes positions radiales respectivement pour un essai à  $0.5 \text{ MPa}$  et  $1.7 \text{ m.s}^{-1}$  et pour un essai à  $1.3 \text{ MPa}$  et  $2.8 \text{ m.s}^{-1}$ .

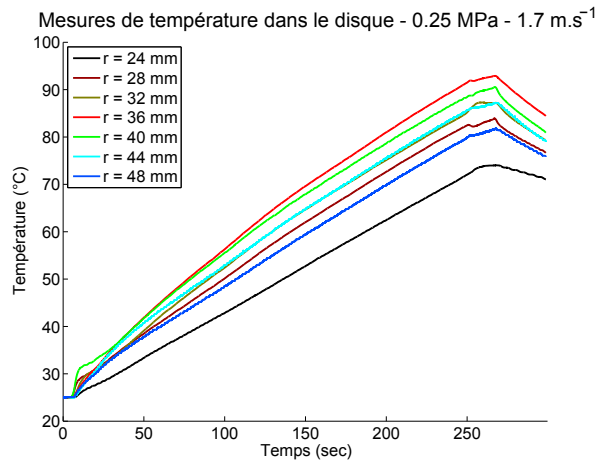


FIGURE III.7 – Mesures de température par thermocouple dans le disque pour un essai à  $0.5 \text{ MPa}$  et  $1.7 \text{ m.s}^{-1}$

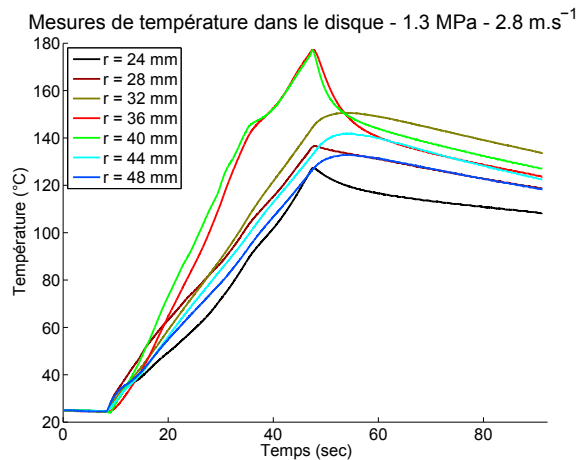


FIGURE III.8 – Mesures de température par thermocouple dans le disque pour un essai à  $1.3 \text{ MPa}$  et  $2.8 \text{ m.s}^{-1}$

Les écarts de température entre les thermocouples sont plus importants pour la sollicitation la plus sévère. Dans les deux configurations testées, les élévations de températures sont plus importantes pour les positions à 36 et 40 mm du centre du disque comparées à celles relevées à la périphérie de la piste de frottement. Ceci est cohérent avec les valeurs attendues, la longueur de frottement du pion sur le disque étant plus faible aux extrémités de la piste.

Les densités de flux obtenues sur le disque par méthode inverse sont présentées pour les mêmes conditions d'essai sur les figures III.9(a) et III.10(a). Une quantité d'énergie plus importante est dissipée au niveau du rayon moyen de frottement comme attendu étant donné la longueur de glissement importante à cette position et les valeurs de densités diminuent en s'approchant des bords de la piste.

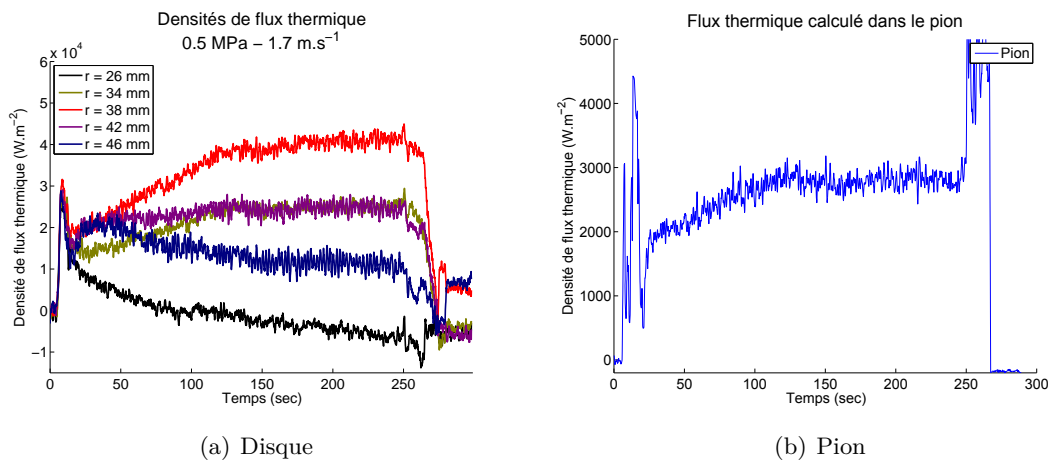


FIGURE III.9 – Densités de flux thermique sur la piste de frottement pour 0.5 MPa et 1.7 m.s<sup>-1</sup>

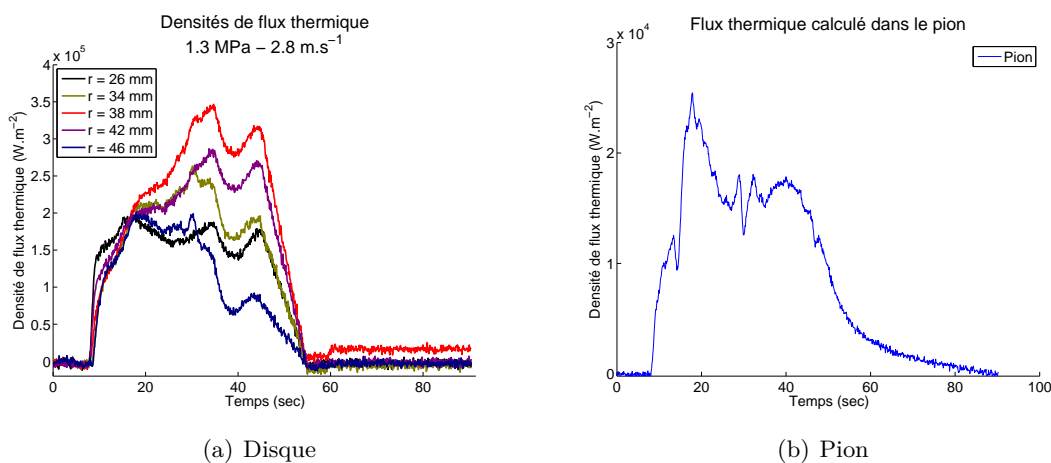


FIGURE III.10 – Densités de flux thermique sur la piste de frottement pour 1.3 MPa et 2.8 m.s<sup>-1</sup>

La surface frottée étant successivement soumise au contact et à une période de refroidissement, les valeurs obtenues  $\varphi_{moy}(r)$  correspondent à une moyenne pondérée par les

rappports de surface pour chaque position radiale  $r$  comme décrit par l'expression (III.2). La densité de flux thermique  $\varphi_{génééré}(r)$  générée dans le contact sur la surface  $S_{contact}(r)$  est en réalité plus élevée que la valeur calculée par le modèle axisymétrique. Des pertes par convection  $\varphi_{conv}(r)$  et par rayonnement  $\varphi_{ray}(r)$  ont lieu lorsque la surface du disque n'est pas frottée par le pion  $S_{hors\ contact}(r)$ .

$$\varphi_{moy}(r) = \varphi_{génééré}(r) * \frac{S_{contact}(r)}{S(r)} + (\varphi_{conv}(r) + \varphi_{ray}(r)) * \frac{S_{hors\ contact}(r)}{S(r)} \quad (III.2)$$

Pour ces conditions de vitesse, l'écoulement d'air est laminaire ( $Re < 1.8*10^5$ ) et le coefficient de convection sur le disque est estimé à 17.5 et 22  $W.m^{-2}.K^{-1}$  à partir de la corrélation (II.21). L'élévation de température étant au maximum de 70 et 160 °C pour les deux essais, la densité de flux thermique perdue par convection au rayon moyen de frottement est au maximum de  $1.2*10^3 W.m^{-2}$  et  $3.5*10^3 W.m^{-2}$ .

Concernant les pertes par rayonnement, la densité de flux thermique dissipée est au maximum de 367  $W.m^{-2}$  pour la condition la moins sévère et  $1.6*10^3 W.m^{-2}$  pour les plus hautes valeurs de pression et de vitesse. Le calcul est fait pour une émissivité de  $\epsilon = 1$  et une température ambiante de 20 °C.

Au rayon moyen de frottement  $r_{moy}$ , 11 % de la longueur radiale est dans le contact ( $\frac{S_{contact}(r_{moy})}{S(r_{moy})} = 0.11$ ). Lorsque les pertes par convection et par rayonnement sont négligées, une erreur de 4% pour l'essai à 0.5 MPa et 1.7  $m.s^{-1}$  et une erreur de 1.3% pour l'essai à 1.3 MPa et 2.8  $m.s^{-1}$ . En première approximation, la densité de flux thermique  $\varphi_{génééré}(r_{moy})$  générée dans le contact est donnée par l'équation (III.3) au regard de l'amplitude des perturbations sur les signaux de flux  $\varphi_{moy}(r_{moy})$  identifiés.

$$\varphi_{génééré}(r_{moy}) = \varphi_{moy}(r_{moy}) * \frac{S(r_{moy})}{S_{contact}(r_{moy})} \quad (III.3)$$

Les densités de flux calculées côté pion sont obtenues par le modèle monodimensionnel pour  $ntf = 7$  (figures III.9(b) et III.10(b)). Le coefficient de partage expérimental est calculé au cours de l'essai pour les deux sollicitations à partir de la densité calculée pour le pion et de la densité générée dans le disque  $\varphi_{genere}(r_{moy})$ . Il est donné par l'expression (III.4) et représenté pour deux essais sur la figure III.11.

$$\alpha_{exp} = \frac{\varphi_{pion}}{\varphi_{pion} + \varphi_{genere}(r_{moy})} \quad (III.4)$$

D'après les propriétés thermiques de la résine et de l'acier, le coefficient de partage global calculé à partir de la relation (I.5) est de 0.5% tandis que le coefficient de répartition intrinsèque donné par la relation (I.6) est de 5.7%. Expérimentalement, un coefficient compris entre 0.5 et 0.6% est obtenu.

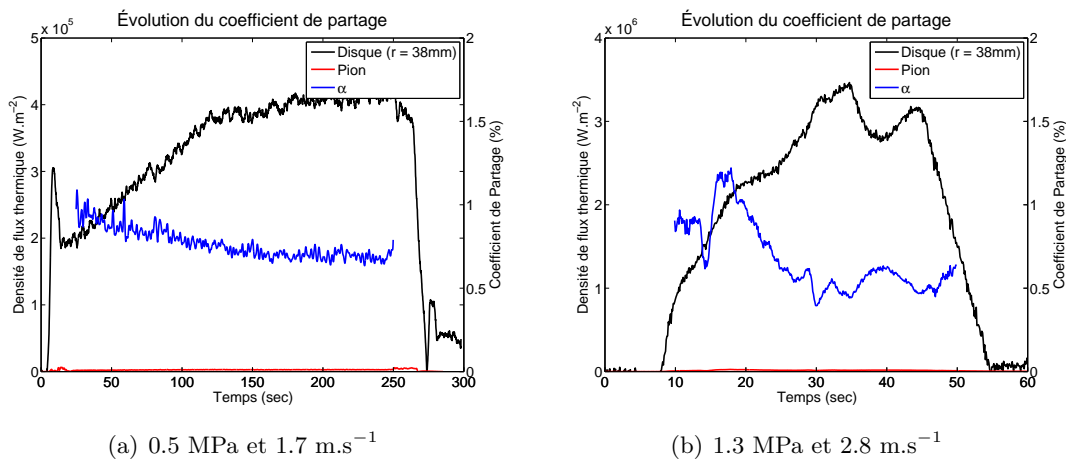


FIGURE III.11 – Coefficients de partage expérimentaux

### III.1.c Répartition tridimensionnelle du flux thermique dans le pion

La répartition du flux thermique sur la surface du pion est identifiée par une série d'essais effectués sur résine pure. Les mêmes conditions de pression et de vitesse sont testées pour une durée moyenne du contact de 30 sec suivie d'un intervalle de temps de refroidissement. Comme détaillé dans le chapitre précédent, pour cette campagne, plusieurs thermocouples sont insérés dans le pion afin de déterminer les paramètres d'une fonction de flux.

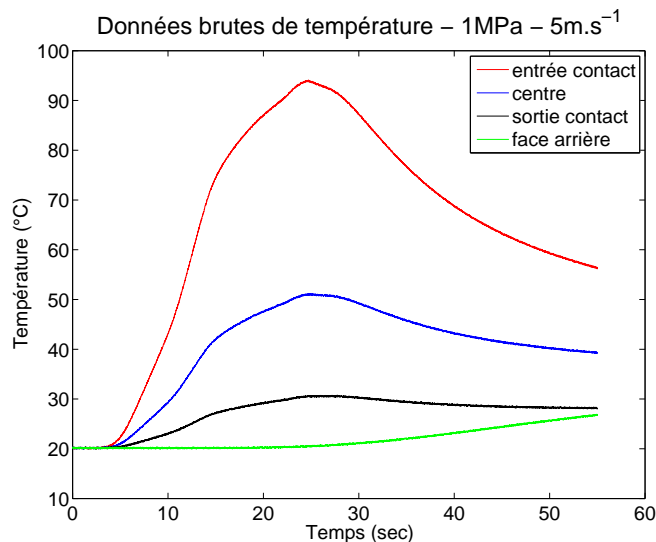


FIGURE III.12 – Relevés de température dans le pion - 5m.s<sup>-1</sup> - 1MPa

Les relevés de températures sont représentés sur la figure III.12 pour une vitesse de 5 m.s<sup>-1</sup> et une pression de 1 MPa. Pour cette sollicitation, l'évolution de la température mesurée par chaque thermocouple est sensiblement différente. Le capteur situé dans la zone la plus proche de l'entrée du contact observe la plus forte élévation de température

tandis que celui disposé en sortie de contact subit l'augmentation la moins marquée. En revanche, pour une configuration combinant la plus basse pression et la vitesse la plus importante, les écarts de températures entre les capteurs s'amenuisent (figure III.13).

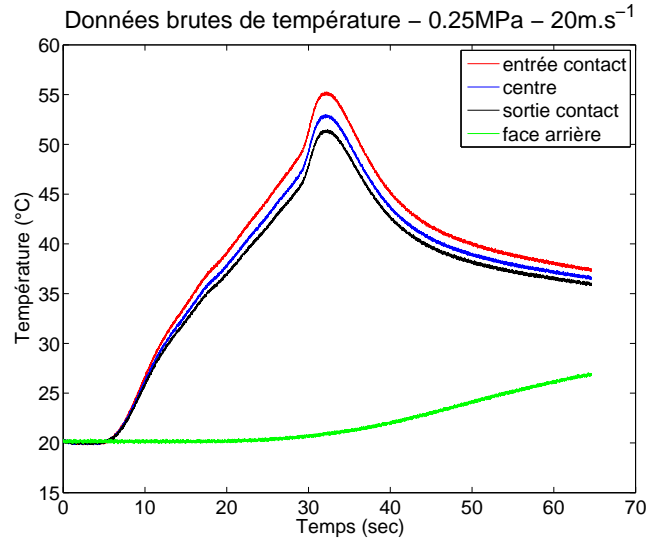


FIGURE III.13 – Relevés de température dans le pion -  $20\text{m.s}^{-1}$  -  $0.25\text{MPa}$

Sur les deux figures, on peut observer que la température à 9 mm de la surface reste sensiblement constante pendant la phase de montée en température mesurée par les thermocouples les plus proches du contact. Cela permet de confirmer la cohérence de l'hypothèse d'isolation faite sur la surface arrière du pion pour la durée de l'identification.

L'estimation de la répartition du flux thermique sur la surface de contact est menée à partir de l'évolution temporelle d'un flux moyen. Ce flux moyen est calculé par le modèle monodimensionnel avec les valeurs de température du capteur placé au milieu de la section et à 1 mm de l'interface. Le signal est alors injecté dans le modèle éléments finis, multiplié par les fonctions  $f_R$  et  $f_{LT}$  définissant le profil du flux généré au contact. L'énergie dissipée en frottement étant théoriquement proportionnelle à la vitesse linéaire de glissement, le paramètre  $P_3$  de la fonction  $f_{LT}$  est fixé à une valeur unitaire en première approximation afin de réduire le nombre d'itérations nécessaires à la convergence du problème. Deux paramètres sont alors déterminés,  $P_1$  et  $P_2$ , de la fonction  $f_{LT}$ .

Une bonne corrélation entre températures mesurées et températures calculées numériquement est obtenue pour les couples de paramètres  $P_1$  et  $P_2$  identifiés dans la majorité des essais. La figure III.14 représente les données expérimentales et les réponses numériques d'un essai pour les températures à l'entrée et à la sortie du contact et pour les températures à l'intérieur et à l'extérieur de la piste de frottement.

Les valeurs identifiées de la fonction  $f_{LT}$  sont représentées en fonction de la position



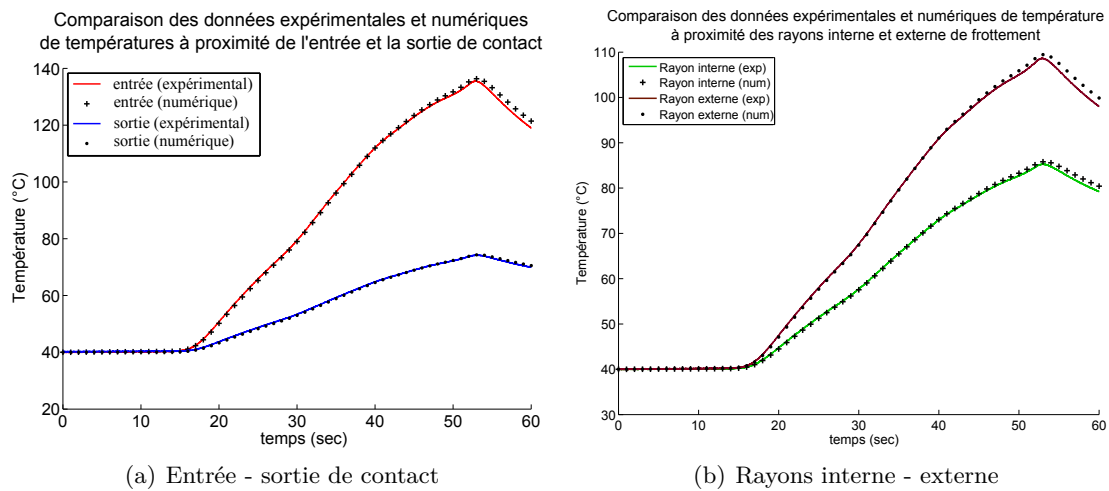


FIGURE III.14 – Comparaison des températures expérimentales et des températures calculées numériquement pour un essai à  $5 \text{ m.s}^{-1}$  et  $1 \text{ MPa}$

par rapport à l'entrée et à la sortie du contact pour les différentes conditions de pression et de vitesse reproduites expérimentalement (figures III.15, III.16 et III.17). Ces courbes montrent que pour toutes les sollicitations, la densité de flux thermique est la plus élevée à l'entrée du contact et la plus faible à la sortie. Cependant le profil de cette répartition apparaît clairement dépendant de la pression de contact. La densité de flux thermique est plutôt homogène à basse pression. Pour un essai sous une pression de contact de  $1 \text{ MPa}$ , sa valeur est au moins cinq fois supérieure à l'entrée du contact par rapport à la sortie.

La vitesse de glissement agit également sur la répartition de l'énergie dissipée dans le pion. Pour une même valeur de pression, l'écart entre les densités de flux à l'entrée et la sortie du contact se réduit lorsque la vitesse de glissement augmente et la dissipation d'énergie devient plus homogène en surface.

Les gradients de flux thermiques identifiés sur la surface du pion permettent de conclure à une localisation des phénomènes tribologiques à l'entrée du contact. En effet, l'énergie dissipée par frottement est théoriquement proportionnelle à la vitesse de glissement, à la pression de contact ainsi qu'au coefficient de frottement, lui même dépendant des deux paramètres précédents. Pour une même position radiale, la densité de flux devrait être sensiblement la même à l'entrée et la sortie du contact contrairement aux répartitions identifiées. Elles peuvent être expliquées par des efforts tangents locaux plus importants sur les zones où la température s'élève plus rapidement.

Il est en revanche difficile de découpler la part provenant de la variation de pression sur la surface de celle provenant de l'hétérogénéité du coefficient de frottement. Les observations de Play [PLA79] évoqués précédemment vont plutôt dans le sens de la concentration de l'effort normal à l'entrée du contact.

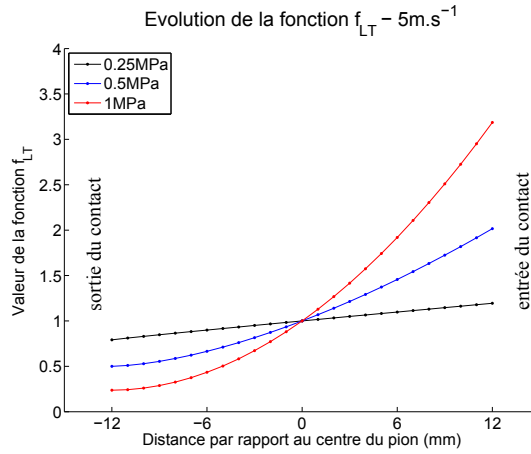


FIGURE III.15 – Profils identifiés pour la fonction  $f_{LT}$  à  $5 m.s^{-1}$

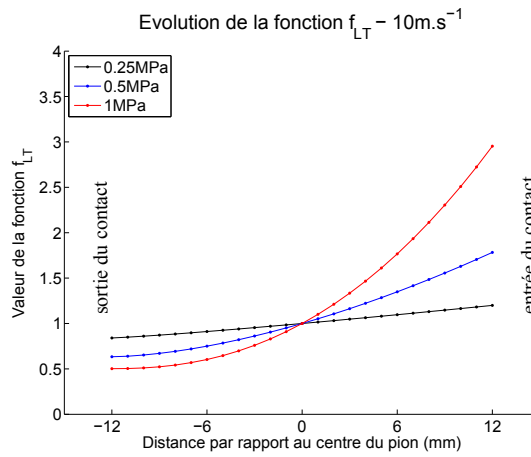


FIGURE III.16 – Profils identifiés pour la fonction  $f_{LT}$  à  $10 m.s^{-1}$

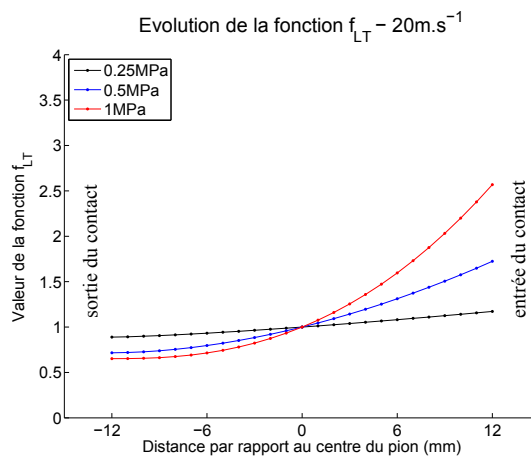


FIGURE III.17 – Profils identifiés pour la fonction  $f_{LT}$  à  $20 m.s^{-1}$

### III.2 Comportement tribologique du couple pion - disque sur Tribomètre Grande Vitesse

Le comportement en frottement du pion est évalué en fonction des paramètres vitesse de glissement, pression et température. Le coefficient de frottement  $\mu$  est un coefficient global obtenu par le rapport entre l'effort tangent et l'effort normal donnés par la cellule force. La vitesse de glissement considérée correspond à la vitesse linéaire calculée à partir du rayon moyen de frottement du pion sur le disque et de la vitesse de consigne de rotation de la broche considérée constante durant l'essai. La régulation engendre des oscillations de l'ordre de 1 % autour de la valeur moyenne qui n'ont pas fait l'objet d'acquisition.

La dépendance du coefficient de frottement vis à vis de la température est considérée en fonction de la température calculée à la surface du pion par méthode inverse. Les gradients de température observés ne sont pas pris en compte de même que les gradients de pression discutés dans le calcul de la répartition tridimensionnelle du flux thermique à la surface du pion. L'influence de chaque paramètre est déterminée d'un point de vue macroscopique et permet de dégager un certain nombre de conclusions.

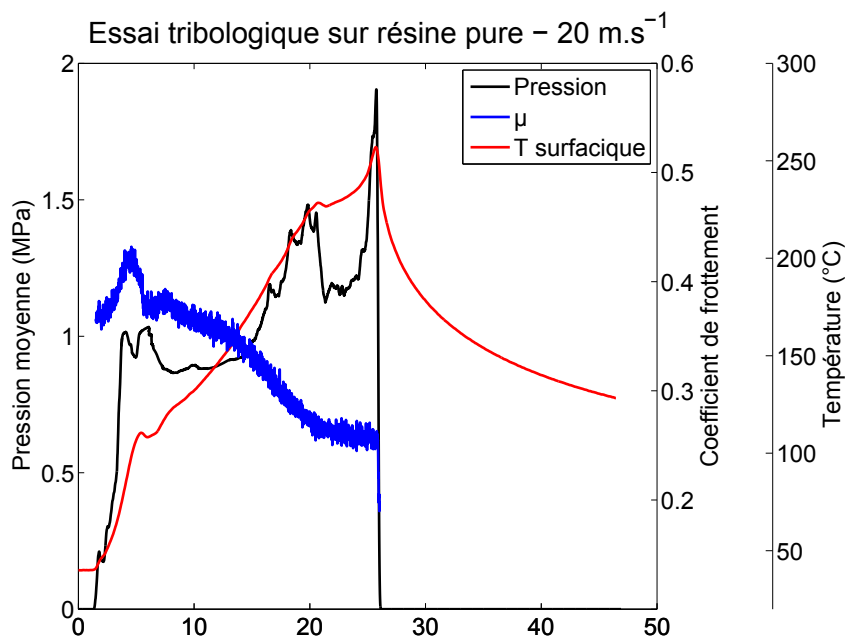


FIGURE III.18 – Comparaison pression - coefficient de frottement - température surfacique d'un essai à 20 m.s<sup>-1</sup>

Les données obtenues pour un essai type sont représentées sur la figure III.18 pour une vitesse de glissement au niveau du rayon moyen de frottement de 20 m.s<sup>-1</sup> et une pression initiale de 1 MPa. La pression moyenne est le rapport entre la mesure de l'effort normal au cours de l'essai par la section du pion. Des oscillations périodiques dont l'intervalle de

temps représente un tour de disque sont observées sur les données brutes de l'effort normal et tangent. Ce phénomène peut être expliqué par l'orientation de la surface frottée du disque par rapport à son axe de rotation. Bien que celui-ci soit rectifié sur la machine, une variation de l'ordre de  $5 \mu\text{m}$  est mesurée par comparateur le long de la piste de frottement au niveau du rayon moyen.

La rigidité du système explique que pour une faible erreur sur la perpendicularité de la piste frottée par rapport à l'axe de rotation, des variations d'efforts sont observées. Pour les essais à 0.25 MPa, l'effort normal moyen est de 112 N et varie de plus ou moins 16 N, crête à crête, représentant un écart de l'ordre de 14 %. Ce phénomène s'atténue pour les pressions moyennes plus élevées ; à 450 N (1 MPa), l'effort varie de plus ou moins 30 N autour de la valeur moyenne soit un écart relatif de l'ordre de 6.5 %. Le filtrage des données d'effort est réalisé par un filtre de type transformée de Fourier pour lisser les signaux et ôter les fréquences correspondant à la vitesse de rotation du disque.

On observe également pour la majorité des tests que la pression moyenne est supérieure en fin d'essai par rapport à la valeur initiale imposée (figure III.18). Cette situation est également inhérente au montage. Le disque étant bloqué en position, une compétition entre phénomènes d'usure et dilatation thermique de chaque antagoniste induit des changements d'efforts normaux conséquents. Pour certains essais, la pression mesurée peut être de l'ordre de trois fois la valeur initiale imposée. L'écart est d'autant plus marqué que les conditions de sollicitations sont sévères. L'augmentation de volume par dilatation semble être prépondérante sur l'usure, les efforts étant plus importants en fin d'essai.

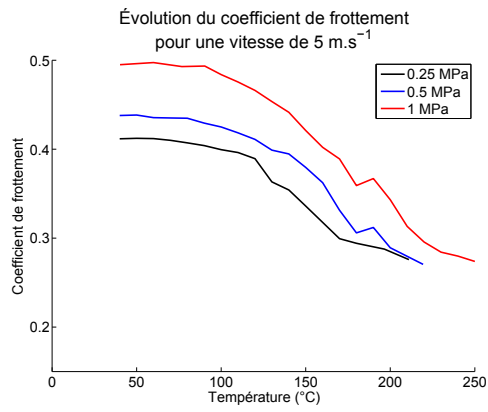
Les résultats obtenus pour le comportement tribologique d'un pion en résine pure et d'un pion renforcé par des particules d'acier sont présentés et analysés.

### III.2.a Caractérisation tribologique du pion en résine pure

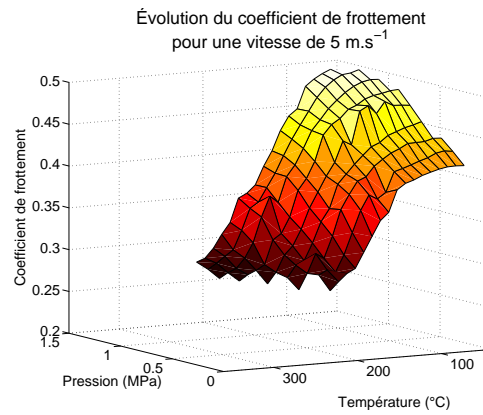
L'évolution du coefficient de frottement en fonction de la température et de la pression moyenne mesurée est représentée sur les figures III.19, III.20 et III.21 pour les vitesses de glissement imposées de 5, 10 et 20  $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ .

Les courbes des graphiques III.19(a), III.20(a) et III.21(a) montrent l'influence de la température de contact pour les trois valeurs de pression initialement imposées. D'importantes variations de l'effort normal ayant lieu avec la configuration rigide du montage, l'influence de ce paramètre sur  $\mu$  peut être observé sur un intervalle de 70 à 700 N, soit une pression moyenne de 0.15 à 1.5 MPa (figures III.19(b), III.20(b) et III.21(b)).

Les résultats obtenus permettent d'avancer plusieurs tendances. Le facteur température a un effet important sur le coefficient de frottement. Quels que soit la vitesse de

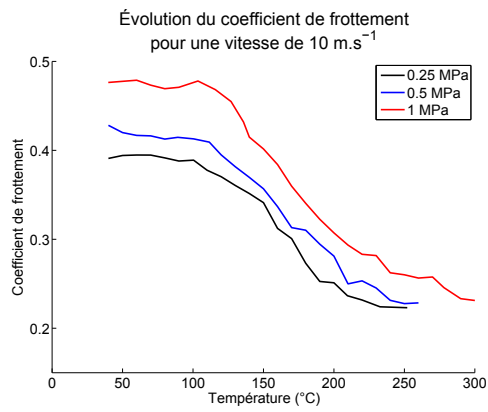


(a) Pressions initiales

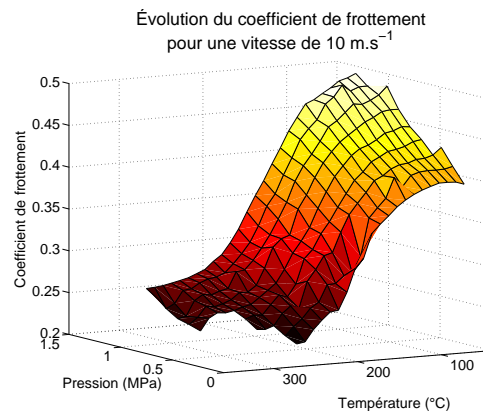


(b) Pressions mesurées

FIGURE III.19 – Évolution du coefficient de frottement disque - pion en résine pure avec la pression et la température pour une vitesse de glissement de  $5 \text{ m.s}^{-1}$

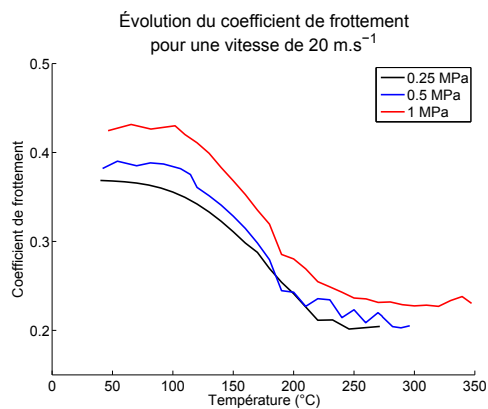


(a) Pressions initiales

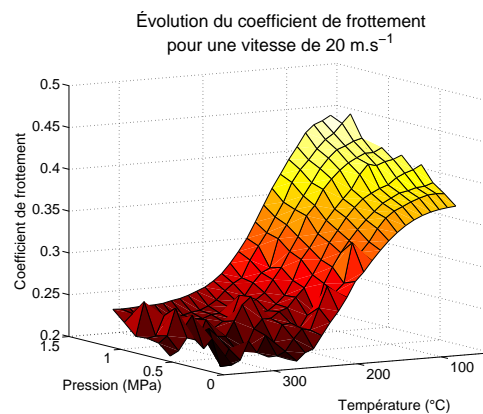


(b) Pressions mesurées

FIGURE III.20 – Évolution du coefficient de frottement disque - pion en résine pure avec la pression et la température pour une vitesse de glissement de  $10 \text{ m.s}^{-1}$



(a) Pressions initiales



(b) Pressions mesurées

FIGURE III.21 – Évolution du coefficient de frottement disque - pion en résine pure avec la pression et la température pour une vitesse de glissement de  $20 \text{ m.s}^{-1}$

glissement et l'effort imposé sur le pion, sa valeur diminue avec l'élévation de température au niveau du contact. Une chute brutale de  $\mu$  est observée autour de 120 à 150 °C. Une stabilisation apparaît ensuite autour de 200 à 250 °C. A basse température, le coefficient de frottement se situe plutôt autour de 0.4 à 0.5 suivant la pression et la vitesse tandis qu'à haute température, il se stabilise entre 0.2 et 0.25.

Cette diminution importante se rapproche du phénomène de *fading* généralement observé en situation de freinage automobile. Pour les plaquettes composites, ce phénomène apparaît plutôt pour une température proche de 300 °C, d'après les travaux menés par Gurunath [GUR07] sur différents types de résine. L'écart de température peut provenir du fait que dans le cas d'une résine renforcée, une grande part du contact se fait sur les particules et fibres débouchantes. Ces renforts étant pour la majeure partie d'origine métallique et minérale, leur comportement mécanique est moins affecté que celui d'une résine pure pour des températures inférieures à 300 °C. La perte d'efficacité en frottement de la résine pure peut provenir de la dégradation de ses propriétés rhéologiques dès 120 °C (voir partie IV.2.a sur la rhéologie de la résine). La rigidité en compression de celle-ci passe de 8 GPa à température ambiante à 1.1 GPa pour une température de 240 °C, en passant par 5.1 GPa à 120 °C. Elle tend à se stabiliser autour de 0.8 GPa à 350 °C.

Pour une même température et vitesse de glissement, la valeur du coefficient de frottement mesuré augmente avec l'effort normal. Pour une vitesse de glissement de 5 m.s<sup>-1</sup> et à basse température, il est de l'ordre de 0.41 à 0.25 MPa contre 0.5 à 1 MPa. L'écart semble cependant diminuer pour les hautes températures. Dans la zone de stabilisation, pour  $T_S > 200^\circ\text{C}$ , les coefficients de frottement sont similaires entre les essais à 0.25 et 0.5 MPa. Pour une pression de 1 MPa à haute température, la différence de coefficient de frottement avec les deux autres conditions devient inférieure à 0.03.

L'augmentation de la vitesse de glissement a globalement pour effet de diminuer les valeurs du coefficient de frottement. Le coefficient  $\mu$  est plus faible à 20 m.s<sup>-1</sup> qu'à 5 m.s<sup>-1</sup> pour les basses températures. Pour les essais où la température de contact devient supérieure à 200 °C, on observe que, pour une même pression, l'écart s'atténue entre les coefficients de frottement moyens des différentes vitesses, ceci pour une même pression.

Les observations par microscopie optique et les relevés profilométriques de pions en résine pure pour une faible montée en température ( $T_S < 50^\circ\text{C}$ ) (figure III.22) et pour une forte élévation de la température ( $T_S \simeq 350^\circ\text{C}$ ) (figure III.23) montrent le rôle de ce paramètre sur la dégradation de la surface.

À basse température, la rugosité  $R_a$  du pion est de l'ordre de 0.6  $\mu\text{m}$  dans la direction radiale pour le profil représenté sur la figure III.22(a). Sa périodicité coïncide avec la rugosité mesurée sur un disque vierge après rectification ( $R_A = 1.3 \mu\text{m}$ ). Cet état de surface peut s'expliquer par un labourage de la résine le long des lignes circonférentielles du

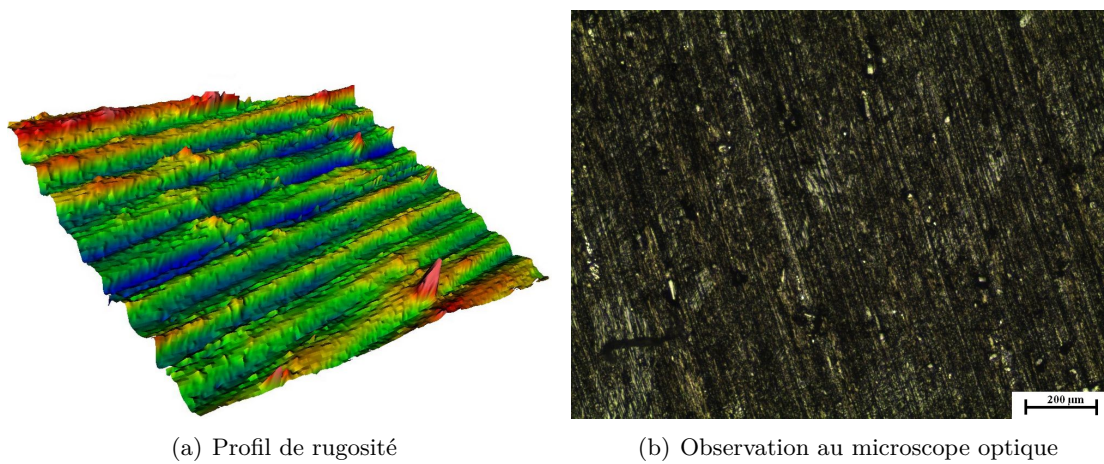


FIGURE III.22 – Pion en résine pure pour un essai à  $0.25 \text{ MPa}$  et  $5 \text{ m.s}^{-1}$  -  
Montée en température inférieure à  $50 \text{ }^\circ\text{C}$

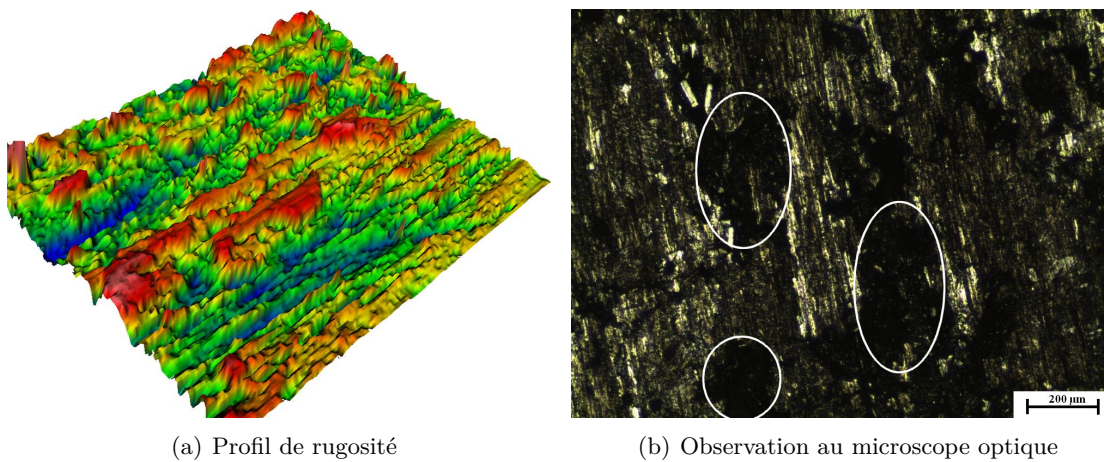


FIGURE III.23 – Pion en résine pure pour un essai à  $1 \text{ MPa}$  et  $20 \text{ m.s}^{-1}$  -  
Montée en température autour de  $300^\circ\text{C}$

disque provenant de l'opération d'usinage et permet de conclure à une dominance du mode d'usure abrasive dans ces conditions de contact. L'observation optique (figure III.22(b)) laisse apparaître une surface régulière.

À haute température, la surface représentée sur la figure III.23(a) indique un profil plus irrégulier dans ces conditions. Bien que la résine ne soit pas renforcée, on observe localement des plateaux de contact similaires à ceux décrits par Eriksson [ERI02] et des cavités témoignant d'un départ de matière (figure III.23(b)). Cet état de surface conduit vraisemblablement à une localisation du contact sur les zones débouchantes. L'irrégularité s'observe d'autant plus à l'entrée du contact, ce qui renforce les conclusions concernant l'amplification de la sollicitation à cet endroit.

Un dépôt important de particules de résine est observé sur le disque (figure III.24(b)) contrairement aux essais avec une faible montée en température (figure III.24(a)). Le dé-

part de matière doit s'expliquer par la forte dégradation des propriétés rhéologiques de la résine dans cette gamme de température ; la perte de rigidité s'est vérifiée lors d'essais rhéologiques présentés dans la partie IV.2.a.

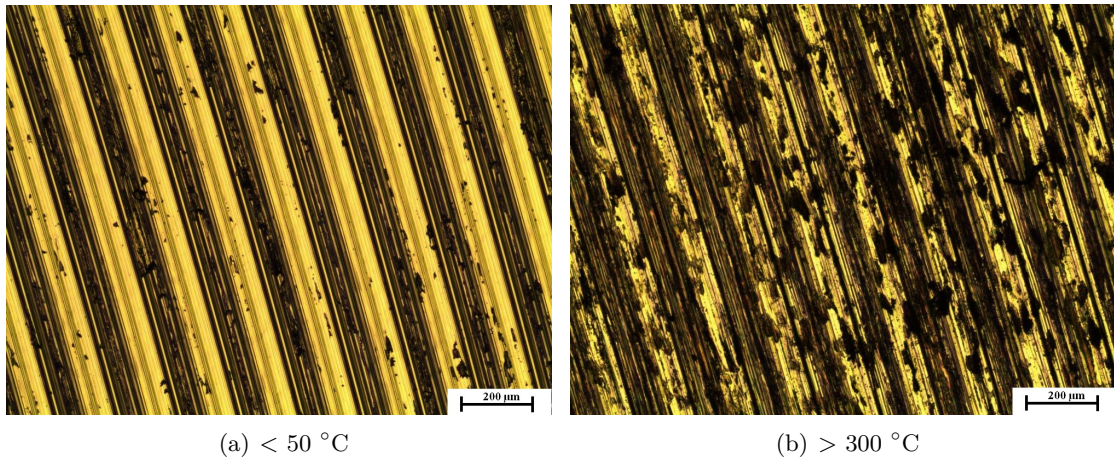


FIGURE III.24 – Observation par microscopie optique du disque

### III.2.b Caractérisation tribologique du pion chargé de particules

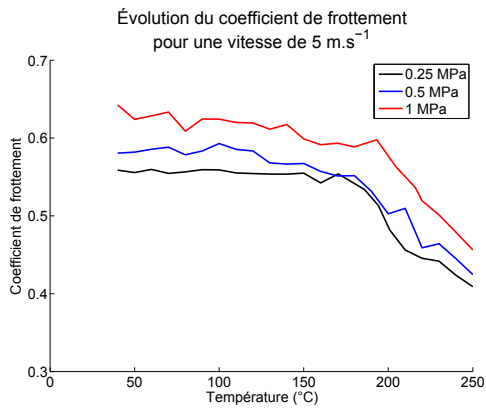
La dépendance vis à vis de la température du coefficient de frottement macroscopique obtenu expérimentalement est représentée pour les trois pressions initialement imposées et pour les trois vitesses de glissement étudiées sur les figures III.25(a), III.26(a) et III.27(a). Une chute de la valeur de  $\mu$  est également observée pour le matériau composite lorsque la surface s'échauffe mais le comportement est sensiblement différent à celui rencontré sur la résine pure.

À température équivalente, l'ajout de particules d'acier engendre généralement des valeurs supérieures de coefficient de frottement. En fonction de la vitesse de glissement et de l'effort normal, elles se situent entre 0.55 et 0.63 pour 50 °C contre 0.38 à 0.48 pour le matériau pur. Pour  $T_S > 300$  °C, le coefficient de frottement  $\mu$  reste supérieur à 0.35 alors qu'il se stabilise autour de 0.23 pour la résine.

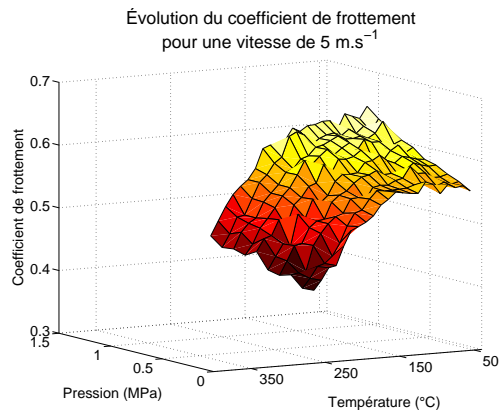
La chute du coefficient de frottement observée dans le premier cas pour une température de l'ordre de 120 à 150 °C est repoussée à une valeur plus élevée, autour de 200 °C. Le contact étant réparti entre matrice et renforts, la dégradation des propriétés rhéologiques de la matrice participe moins à la chute du  $\mu$  global.

A température et vitesse de glissement similaires, la pression moyenne semble avoir la même influence sur le coefficient de frottement que pour les essais sur la matrice seule.  $\mu$  est toujours plus élevé pour la plus grande valeur d'effort. Cet aspect est d'autant plus marqué à basse température. En revanche, les valeurs mesurées sont similaires pour les



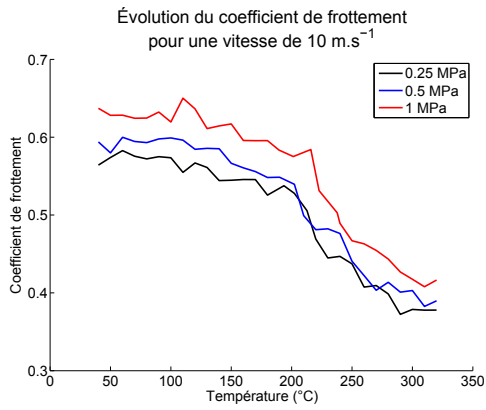


(a) Pressions initiales

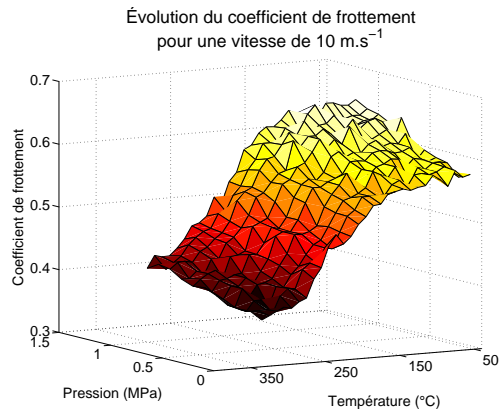


(b) Pressions mesurées

FIGURE III.25 – Évolution du coefficient de frottement disque - pion renforcé avec la pression et la température pour une vitesse de glissement de  $5 \text{ m.s}^{-1}$

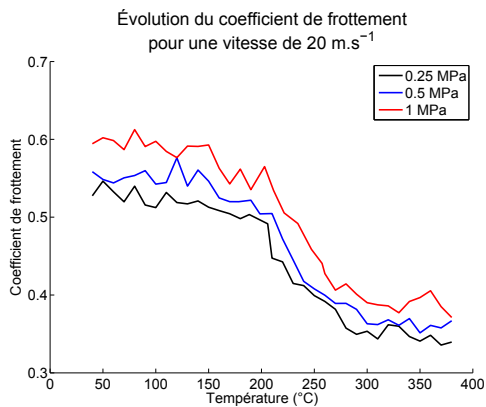


(a) Pressions initiales

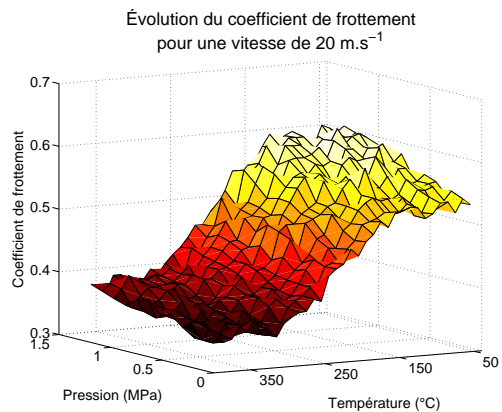


(b) Pressions mesurées

FIGURE III.26 – Évolution du coefficient de frottement disque - pion renforcé avec la pression et la température pour une vitesse de glissement de  $10 \text{ m.s}^{-1}$



(a) Pressions initiales



(b) Pressions mesurées

FIGURE III.27 – Évolution du coefficient de frottement disque - pion renforcé avec la pression et la température pour une vitesse de glissement de  $20 \text{ m.s}^{-1}$

trois vitesses de glissement testées.

Des variations de pression ayant également lieu pour le composite, son influence sur  $\mu$  est observée pour des valeurs comprises entre 0.15 à 1.5 MPa. L'évolution du coefficient de frottement avec la température et la pression moyenne mesurée est représentée sur les figures III.25(b), III.26(b) et III.27(b) pour les vitesses de glissement imposées de 5, 10 et 20 m.s<sup>-1</sup>.

L'analyse profilométrique d'un pion sollicité à basse température présenté sur la figure III.28(a) permet d'observer une particule sur cette surface (couleur rouge). Le profil de rugosité mesuré le long de l'arc de glissement du disque la traversant est présenté sur la figure III.28(b). Le diamètre débouchant de cette particule est de l'ordre de 100  $\mu\text{m}$  et la surface de celle-ci n'est pas alignée avec la résine. Une hauteur d'environ 4.5  $\mu\text{m}$  est mesurée.

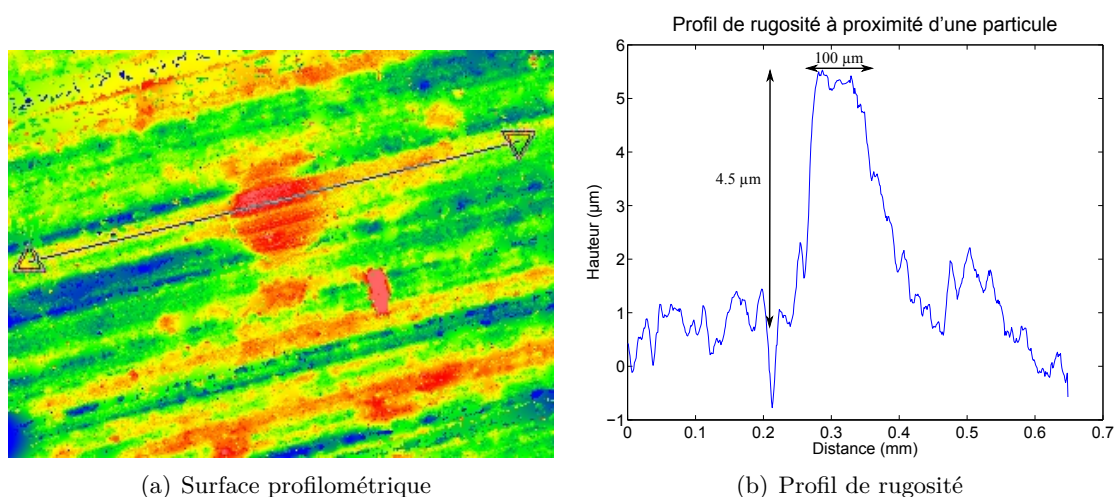


FIGURE III.28 – Observation d'une particule débouchante à la surface de la résine

La figure III.29(a) est obtenue par profilométrie pour un essai où la température de la surface a atteint une valeur supérieure à 300 °C. Un diamètre apparent de 160  $\mu\text{m}$  pour un décalage moyen de 9  $\mu\text{m}$  est observable sur le profil de la figure III.29(b) pour la particule située à droite. Le cercle de gauche témoigne de l'arrachement d'un renfort de la matrice. Le diamètre du trou est de 200  $\mu\text{m}$ .

Des plateaux de contact similaires sont identifiés pour les différentes conditions d'essais (vitesse, pression, température) (figure III.30). Le diamètre débouchant de la particule varie entre 50 et 250  $\mu\text{m}$ . Cette dispersion s'explique par une usure abrasive du renfort par le disque et conduit à un instant  $t$  à une multitude de configurations locales. Le décalage mesuré entre les surfaces de la résine et de la zone métallique est compris entre 4 et 15  $\mu\text{m}$ . Il est d'autant plus important que la température de la surface a atteint une valeur élevée. Les observations montrent également que le nombre de cavités sphériques

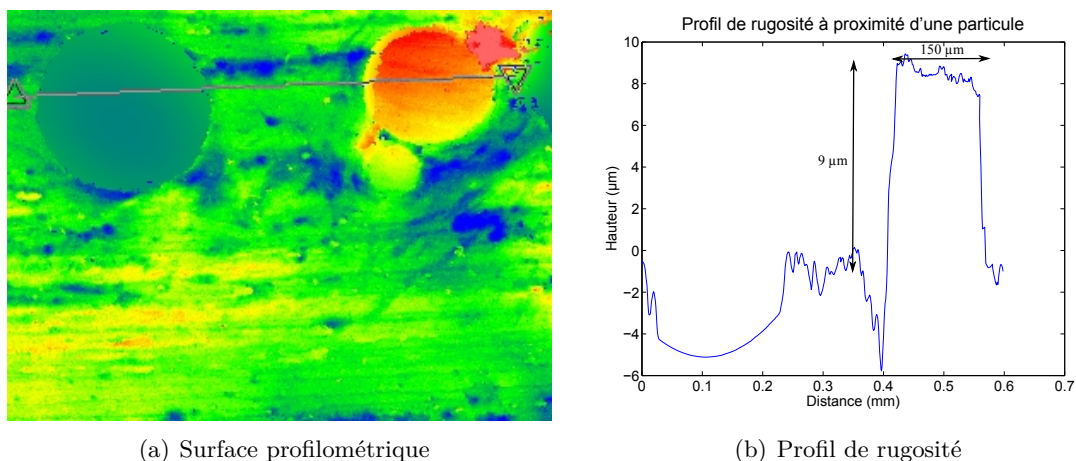


FIGURE III.29 – Observation d’une particule débouchante et d’une cavité formée par un départ de particule à la surface de la résine

témoignant du départ de particules de la matrice est d’autant plus important que les sollicitations sont sévères. Les températures élevées et des contraintes locales importantes semblent naturellement la décohésion de la charge.

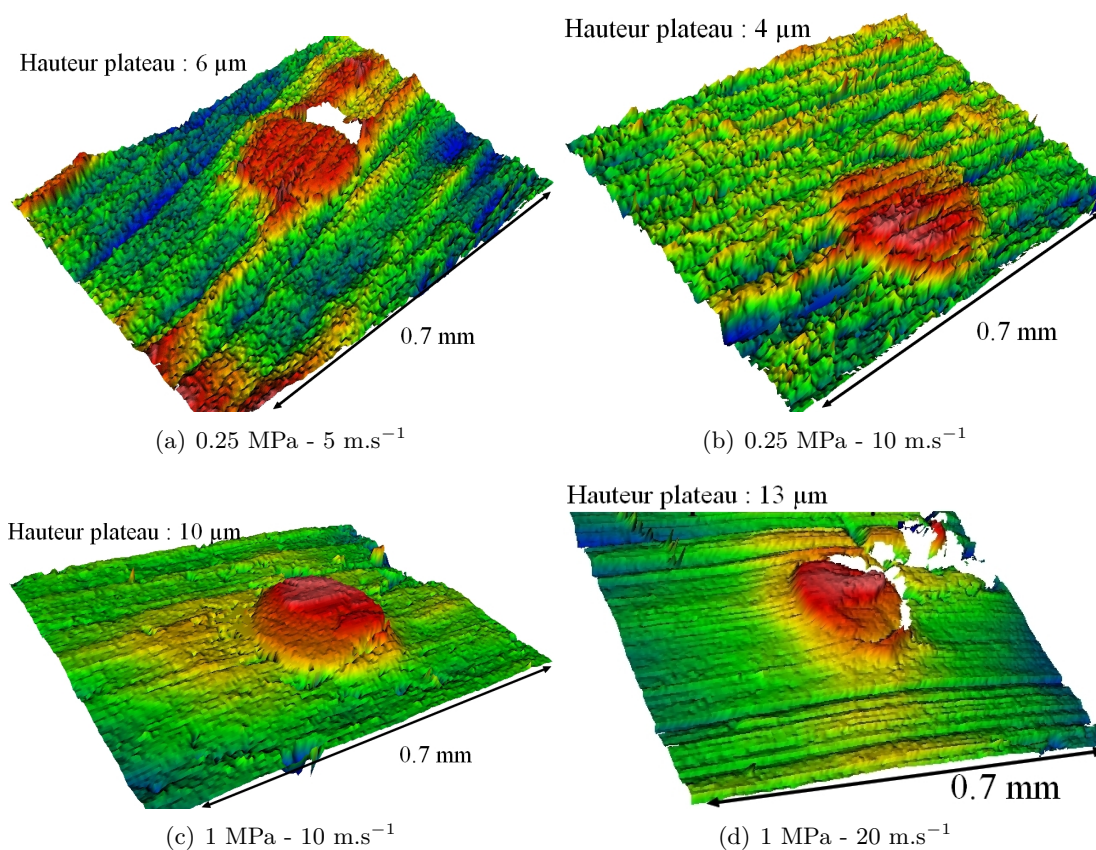


FIGURE III.30 – Profils de pions renforcés après essai tribologique

### III.3 Synthèse des résultats obtenus

Les moyens d'essais expérimentaux mis en oeuvre et le développement des méthodes inverses de conduction de la chaleur permettent l'étude du comportement tribologique et thermique d'un couple de matériaux utilisé en freinage.

L'instrumentation de thermocouples au sein du pion et du disque permet d'identifier, par le biais de méthodes inverses, l'énergie dissipée par frottement et la température des surfaces en contact. Les modèles multidimensionnels ont mis en évidence la répartition radiale du flux sur le disque et la concentration de l'énergie dissipée à l'entrée du contact du côté du pion. Cette seconde observation est expliquée par une pression de contact plus importante due à une flexion du pion sous l'effet de l'effort tangent et de la vitesse de glissement. Ce phénomène est d'autant plus marqué que la pression de contact est élevée dans la gamme des efforts testés.

Les essais frottants menés pour un disque d'acier contre deux types de pion, l'un en résine pure et l'autre renforcé de particules d'acier, montrent l'influence du renfort sur le comportement en frottement du couple de matériau. Dans le cas du polymère seul, le coefficient de frottement est toujours inférieur à celui mesuré pour le pion composite, quelles que soient les conditions de vitesse de glissement, de pression et de température de contact. Ceci témoigne de l'amélioration de performance du matériau de friction avec un tel renfort. Une perte d'efficacité de la résine pure apparaît lorsque la température de contact avoisine les 120 °C, ce qui peut s'attribuer au phénomène de *fading* couramment rencontré dans le domaine du freinage.

Cette chute du coefficient de frottement avec la température est repoussée à une valeur de  $T_S$  plus élevée, de l'ordre de 200 °C, pour le pion composite, une partie de la charge étant supportée par les particules en acier. Leur comportement rhéologique variant peu dans la gamme de température observée, le coefficient de frottement local est très probablement peu affecté.

Les observations de la surface du pion composite montrent que les particules d'acier abrasées forment des plateaux de contact privilégiés au sein de la matrice. Une différence de hauteur de l'ordre de 5 à 15  $\mu\text{m}$  est mesurée par profilométrie entre les deux constituants. La rugosité  $R_A$  du disque étant inférieure au micron dans le sens du glissement, les particules supportent localement des efforts importants par rapport à la pression moyenne exercée.

Les études menées par Berthier [BER88], portant sur le rôle d'un troisième corps dans le contact, montrent l'influence de la circulation de débris d'usure dans le contact sur le comportement en frottement. La modélisation du pion renforcé est réalisée à l'échelle mésoscopique afin d'identifier les facteurs favorisant la formation de ce troisième corps

et notamment l'arrachement d'une particule d'acier. Les essais expérimentaux montrent que pour une condition macroscopique de température, vitesse et pression, suivant la position sur le pion, les sollicitations à l'échelle de la particule sont très dispersives. Une étude de sensibilité pour les grandeurs thermomécaniques rencontrées est menée sur un modèle éléments finis afin d'évaluer les conditions favorisant l'arrachement d'un renfort de la matrice. Ce modèle et les résultats obtenus sont présentés dans le chapitre suivant.

## Chapitre IV

# Stratégie de modélisation à échelle mésoscopique de la décohésion d'une charge

La bibliographie et les observations de la surface du pion renforcé de particules montrent que les renforts sont des sites privilégiés pour supporter le contact. Une analyse de la répartition de la chaleur entrant sur la surface d'un pion en résine aboutit à la conclusion que l'effort n'est pas également distribué à l'échelle macroscopique. Au regard des densités de flux thermiques identifiées, sous certaines conditions, la pression peut être cinq fois plus importante à l'entrée du contact par rapport à la sortie. L'hétérogénéité concerne également la température de contact où, pour certains essais, des écarts de températures de l'ordre de 100 °C sont calculés entre ces zones.

Cette dispersion se retrouve sur l'état de surface du pion. Des départs de matière importants peuvent être observés en entrée de contact alors qu'en sortie de contact on observe une usure abrasive régulière et peu intense. Les résultats des essais tribologiques menés sur le Tribomètre Grande Vitesse mettent en évidence la dépendance des mécanismes d'usure de la résine vis à vis de la température. Pour les conditions les moins sévères de pression et de vitesse, la montée en température de l'interface est faible, de l'ordre d'une dizaine de degrés, et le profil de rugosité du disque est retrouvé sur la surface du pion en résine pure. Pour une sollicitation intense, l'arrachement de plaques de polymère est observé ; celui-ci est expliqué par la dégradation importante du comportement de la matière dans la gamme de température atteinte, pour des valeurs supérieures à 300 °C.

Dans le cas du matériau composite utilisé, les surfaces de contact du pion et du disque sont en constante évolution. Entre deux instants très proches, l'usure de la résine et des particules, l'arrachement de matière polymérique et la décohésion des renforts changent la répartition locale de l'effort. Chaque élément de surface est successivement soumis à des pressions de contact et des efforts de cisaillement tantôt intenses et tantôt faibles lorsque cette zone a été fortement dégradée précédemment. Lorsqu'une particule se détache de

la matrice, localement, le contact est supporté intégralement par le polymère jusqu'à ce qu'un autre renfort débouche par usure de la résine.

La stratégie développée dans ce chapitre vise à identifier les facteurs favorisant la décohésion d'une charge de la matrice. La résistance à l'usure abrasive du polymère étant bien inférieure à celle d'une particule en acier, et par extension, à celle de renforts en matériaux métalliques et céramiques, le départ de celle-ci conditionne fortement le taux d'usure local et *a fortiori* l'usure globale du système. La zone du pion en contact avec le disque peut être discrétisée par un ensemble de volumes locaux d'étude (VLE), comme représenté sur la figure IV.1. La démarche proposée consiste à s'intéresser au comportement de ces VLE, à l'échelle de la particule, en vue de mieux comprendre l'endommagement global du système.

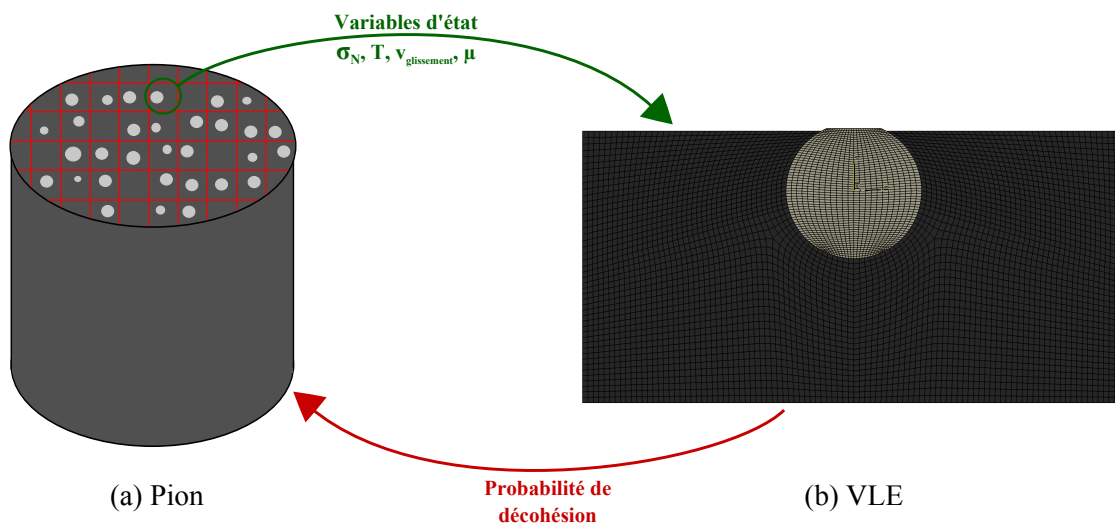


FIGURE IV.1 – Approche mésoscopique du contact en vue de la prédiction de durée de vie macroscopique d'un composite en frottement

La dispersion des sollicitations à échelle macroscopique induit des conditions locales de pression, de cisaillement et de température différentes pour chaque élément de surface. De plus, des facteurs géométriques de chaque surface discrétisée tels que le diamètre débouchant du renfort, la hauteur du plateau par rapport à la résine ou encore le volume restant de la particule sollicitée évoluent au cours du temps avec l'abrasion des sites en contact. Une multitude de configurations locales thermomécaniques et géométriques existe sur la zone de contact du pion ; elles sont susceptibles d'évoluer à chaque instant.

Une analyse des conditions thermomécaniques et géométriques favorisant l'arrachement d'un renfort est présentée pour une modélisation à échelle mésoscopique d'un Volume Local d'Étude. Différentes situations sont évaluées pour des particules plus ou moins usées. Les paramètres thermomécaniques testés sont représentatifs des conditions macroscopiques rencontrées sur le Tribomètre Grande Vitesse et de la localisation du contact sur des zones privilégiées.

La rhéologie de la résine phénolique et du matériau composite est caractérisée pour identifier les propriétés mécaniques de la matrice et la loi de décohésion d'une particule. Les essais sont menés dans une étuve pour connaître l'évolution de ces caractéristiques avec la température.

## IV.1 Description du Volume Local d'Étude (VLE)

Le comportement d'une particule d'acier englobée dans la résine et soumise à un contact glissant avec le disque est étudié à partir du modèle décrit par la figure IV.2. L'analyse des conditions favorisant la décohésion d'une charge est menée dans une configuration bidimensionnelle.

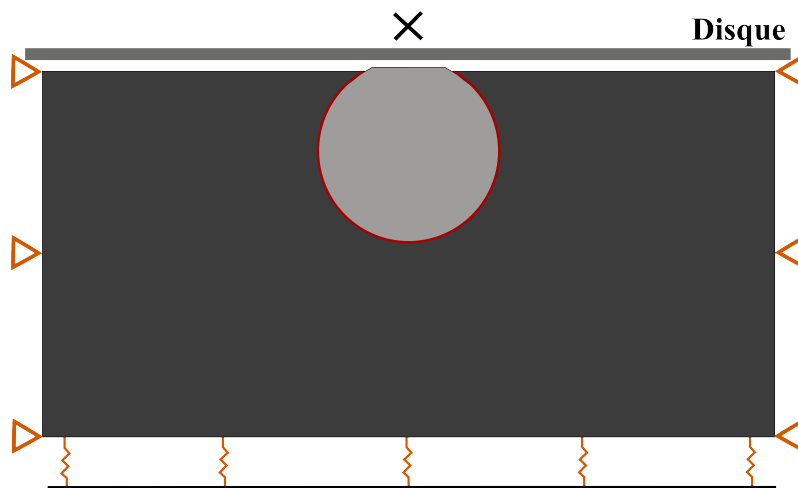


FIGURE IV.2 – Conditions aux limites imposées sur le VLE

### IV.1.a Volume Local d'Étude et conditions aux limites

Le disque est modélisé par une surface rigide pilotée par un noeud de référence. Le déplacement de ce noeud est imposé pour viser l'effort de compression souhaité. La rugosité  $R_A$  du disque dans le sens de glissement étant de l'ordre de  $0.1 \mu\text{m}$ , celle-ci n'est pas représentée dans le modèle ; la surface est modélisée par une ligne.

Le volume local d'étude pour le pion est d'une longueur de 1 mm pour une hauteur de 0.5 mm. Une condition de symétrie est imposée de chaque côté sur la résine en bloquant le déplacement des noeuds dans la direction de glissement du disque. Afin d'assurer la continuité de la matière sous la zone de contact, le déplacement des noeuds de cette surface est contrôlé par une condition de rigidité dépendant du module d'élasticité du composite et de l'épaisseur du pion. Cette condition est implémentée dans le modèle par le biais d'éléments



de connection : le déplacement est libre dans le sens du glissement ; il est calculé dans le sens de la compression pour une épaisseur de 20 mm et une rigidité de 48 GPa, rigidité équivalente du composite à température ambiante renforcé par 20% de particules.

Le diamètre initial de la particule est de 250  $\mu m$  mais le volume restant et le diamètre débouchant sur la surface de contact dépendent de la configuration testée comme décrit par la suite.

La simulation du contact est réalisée en déformations planes pour simuler la symétrie du VLE dans la direction perpendiculaire au plan d'étude. Les éléments de la matrice et du renfort sont quadratiques pour une taille moyenne de maille de 5  $\mu m$ . Le nombre d'éléments du modèle est compris entre 6200 et 8200 selon la configuration géométrique d'étude. Le contact est défini entre particule et disque pour un coefficient de frottement constant imposé. Dans l'approche ici détaillée, la décohésion de charge n'est étudiée que pour les situations où la résine n'est pas en contact avec le disque. Le contact est déclaré entre la matrice et la surface rigide afin de contrôler la distance entre eux dans les différentes configurations.

L'interface entre la particule et la résine est gérée par des éléments cohésifs. La loi de comportement de ce type d'élément est décrite sur la figure IV.3(a) et est définie par une évolution des contraintes normale  $\sigma_n$  et tangentielle  $\sigma_t$  en fonction des déplacements  $\delta_n$ ,  $\delta_t$  des noeuds.

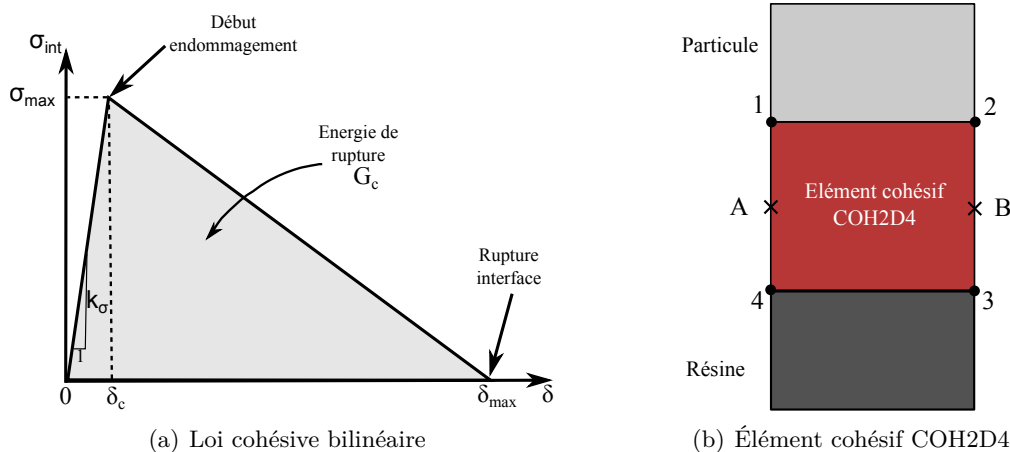


FIGURE IV.3 – Modélisation d'une interface par une loi de décohésion

Pour une valeur de déplacement  $\delta < \delta_c$ , l'interface n'est pas endommagée et la contrainte évolue linéairement avec  $\delta$  selon un module de rigidité  $k_\sigma$ . Une fois la contrainte seuil  $\sigma_{max}$  atteinte ( $\delta = \delta_c$ ), la dégradation est initiée. L'énergie de la liaison  $G_c$  est progressivement libérée pour une ouverture plus importante jusqu'à atteindre le déplacement entraînant la rupture  $\delta_{max}$ . La rigidité diminue avec l'endommagement ; lorsque l'effort sur la liaison est relâché avant la rupture, le retour purement élastique conduit à une ouverture nulle

de l'interface dégradée.

Les éléments cohésifs du modèle sont composés de deux points d'intégration (A,B) et de quatre noeuds coïncidents avec ceux de la particule et de la résine comme présenté sur la figure IV.3(b). Il s'agit des éléments COH2D4 implémentés dans le code de calcul ABAQUS pour les simulations planes. L'épaisseur de cette interface est de  $0.1 \mu m$  pour des éléments d'une longueur moyenne de  $5 \mu m$ , soit 42 éléments pour une particule très usée et 132 éléments pour une particule peu usée. Un contact est défini entre la particule et la résine pour éviter que ces matériaux s'interpénètrent après la rupture de l'élément cohésif.

La température dans le modèle est uniforme bien que localement des gradients de température existent entre la zone de contact et la résine.

Les résultats des simulations sont obtenus en deux étapes par une résolution implicite statique. La particule est en premier lieu comprimée en imposant le déplacement normal du disque jusqu'à l'obtention de l'effort normal recherché sur le noeud de référence du disque. Un déplacement tangentiel est ensuite appliqué sur le noeud de référence du disque pour reproduire l'effet du glissement. La convergence est obtenue pour un temps de calcul compris entre 3 et 10 minutes sur un processeur de 3 GHz et pour une mémoire vive dédiée de 256 Mo selon les conditions testées.

#### IV.1.b Configurations testées

Afin de limiter le nombre de configurations de calcul, l'influence de chaque paramètre est évaluée pour les conditions extrêmes rencontrées. L'ensemble de ces conditions sont reprises dans le tableau IV.1.

	Conditions de calcul		
	Borne inférieure	Borne supérieure	Unité
Température	20	350	°C
Pression	0.25	5	MPa
$\mu$	0.2	0.65	
Diamètre débouchant	100	200	$\mu m$
Hauteur plateau	5	12	$\mu m$

Tableau IV.1 – Conditions thermomécaniques et géométriques analysées

Le rôle de la température est étudié pour une température uniforme du modèle de 20 et 350 °C. Ces conditions de température représentent les deux cas extrêmes de températures de contact rencontrées dans le cadre des essais frottants. Afin de prendre en compte l'effet de cette variable sur les comportements mécaniques de la résine et de l'interface, la rhéologie de ces matériaux est identifiée à partir d'essais de traction, compression et fissuration sous atmosphère contrôlée. La procédure et les résultats obtenus sont décrits

dans la seconde partie de ce chapitre.

L'influence de la pression normale sur la décohésion du renfort est étudiée pour 0.25 MPa, contrainte moyenne la plus faible expérimentée. La seconde condition de pression moyenne simulée est 5 MPa, sachant qu'une pression moyenne de 1.5 MPa est atteinte dans les essais et qu'une forte localisation de l'effort sur l'entrée du contact est détectée dans ce cas. Le calcul est réalisé pour les valeurs limites des coefficients de frottement mesurées sur le Tribomètre Grande Vitesse : 0.2 et 0.65.

Deux situations sont évaluées pour le volume restant de particule à l'instant du contact. Dans le cas où le renfort est peu usé, son diamètre débouchant est pris égal à 100  $\mu m$ . La surface de cohésion est importante puisqu'elle représente 95% de la surface d'une particule entière. Le deuxième cas correspond à une particule usée dont le diamètre débouchant est de 200  $\mu m$  et la surface de cohésion ne vaut plus que 20% de la surface initiale du renfort. Les relevés profilométriques mettent en évidence des décalages moyens de plan compris entre 5 et 12  $\mu m$  entre la surface usée de la particule et la surface de la résine (figures III.28 et III.29). Les calculs sont menés pour ces deux valeurs avec les deux situations de températures bien que les décalages de 5  $\mu m$  correspondent plutôt au basses températures et les hauteurs plus importantes aux hautes températures. Les géométries testées sont décrites par la figure IV.4.

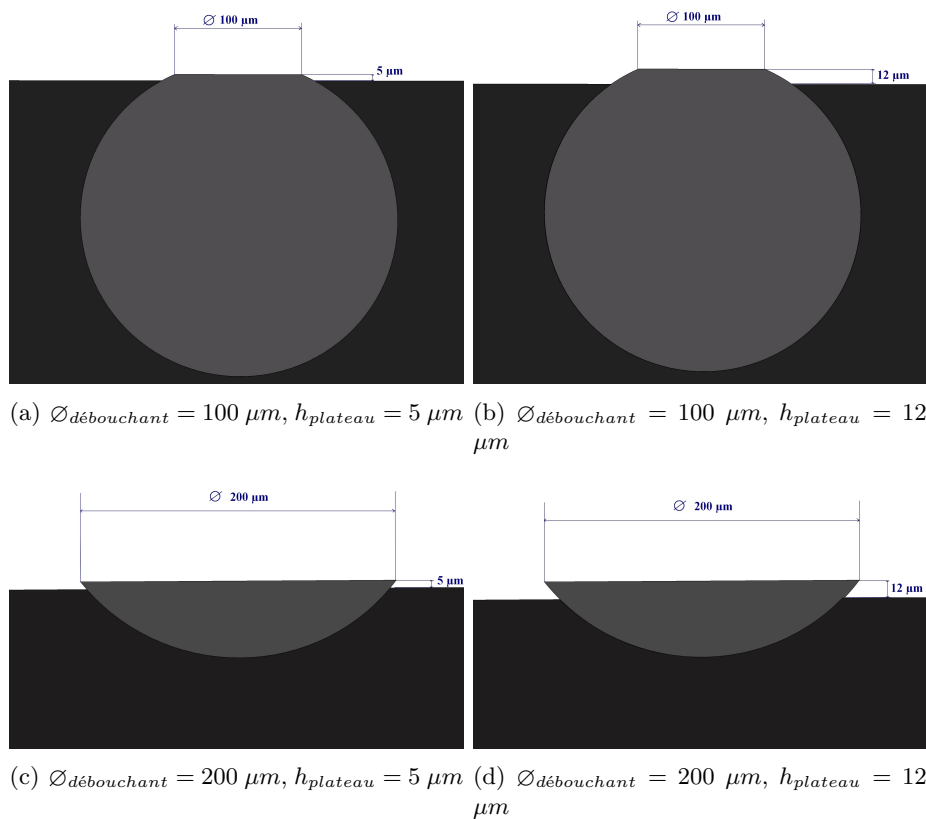


FIGURE IV.4 – Configurations géométriques simulées

## IV.2 Rhéologie du matériau d'étude

Les simulations sont réalisées pour un renfort purement élastique étant donné que le niveau de contrainte atteint localement sur la particule est inférieur à la limite élastique de l'acier AISI 1015. Les paramètres d'élasticité utilisés pour la particule sont tirés de [BOY85] et considérés invariants avec la température pour la gamme d'étude (tableau IV.2).

	Température (°C)	E (GPa)	$\nu$
Acier	20 - 350	210	0.29

Tableau IV.2 – Comportement élastique d'une particule

### Plateforme de caractérisation rhéologique



FIGURE IV.5 – Dynamomètre INSTRON 5585 avec enceinte thermique

La caractérisation des propriétés mécaniques de la résine pure et de la cohésion des charges métalliques avec la matrice du pion renforcé est réalisée sur un dynamomètre INSTRON 5585 présenté sur la figure IV.5. Cette machine offre la possibilité de réaliser des essais à température contrôlée grâce à une enceinte thermique montée sur rail pour une plage de température de l'ambiante à 360 °C. Les essais mécaniques sont menés à une vitesse de traverse constante de 0.5 mm.min<sup>-1</sup>. Le capteur d'effort de la machine a une capacité de 100 kN.

Des plaques de matière sont mises en forme par nos soins à partir desquelles sont découpées différents types d'éprouvettes en fonction des propriétés à déterminer. Pour les éprouvettes nécessitant le renforcement par les billes d'acier, l'homogénéisation résine - particules est obtenue grâce à un mélangeur Turbula avant la polymérisation.

### Mise en forme des plaques de matières

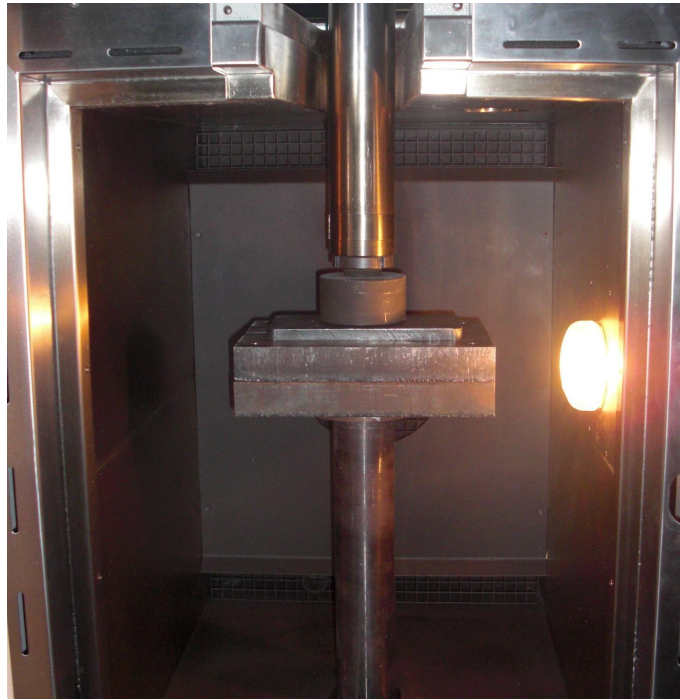


FIGURE IV.6 – Mise en forme d'une plaque de matière

La mise en forme des plaques de caractérisation est effectuée sur la machine de traction à une pression constante de 5 MPa avec une température d'étuve de 160 °C (figure IV.6). Ces conditions de pression et de température sont similaires à celles utilisées pour la confection des plots destinés aux essais tribologiques. La montée en température du moule est très lente puisque son chauffage est uniquement convectif. Le temps moyen avancé pour la polymérisation de cette résine phénolique est de 10 minutes mais pour la réalisation des plaques, la température est maintenue 90 minutes pour s'assurer d'une polymérisation complète. Le refroidissement est ensuite effectué lentement, moule en dehors de l'étuve, mais l'effort de compression est maintenu jusqu'au retour à température ambiante. L'expérience a montré que pour un refroidissement non contraint, les plaques se fissuraient probablement du à des contraintes internes générées par des dilatations thermiques.

#### IV.2.a Caractérisation rhéologique de la résine

Les matières polymériques présentent des propriétés mécaniques fortement affectées dans la gamme de température rencontrée en freinage. Les températures mesurées lors de telles sollicitations peuvent atteindre des valeurs supérieures à 300 °C auxquelles la

rigidité du matériau est fortement dégradée. Afin d'identifier l'évolution du comportement rhéologique de cette résine, des essais de traction et compression sur le matériau pur sont menés.

Le dimensionnement des éprouvettes de traction (figure IV.7(a)) est réalisé en accord avec la norme ASTM D638 [AST99b] destinée aux essais de traction sur les matériaux plastiques. La zone utile de l'éprouvette est de longueur 57 mm pour une largeur de 13 mm et une épaisseur de 7 mm. La largeur au niveau des têtes est de 19 mm. Ces éprouvettes sont extraites par une découpe jet d'eau sur les plaques mises en forme afin d'obtenir des bords nets.

Les dimensions des éprouvettes de compression (figure IV.7(b)) sont tirées de la norme ASTM D695 [AST02] pour les essais de compression sur les matières plastiques rigides. Elles sont prismatiques de section 7 mm par 13 mm pour une hauteur de 30 mm dans le sens de déplacement de la traverse.

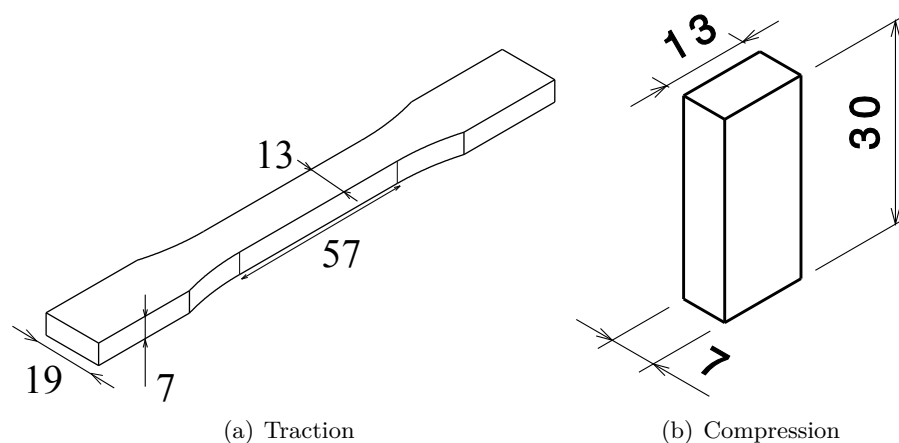


FIGURE IV.7 – Éprouvettes de caractérisation de la résine pure

Afin de limiter le nombre d'essais, la caractérisation des propriétés élastoplastiques est menée à température constante pour quatre conditions : 20, 120, 240 et 350 °C. Cinq éprouvettes sont sollicitées pour chaque condition ; chaque éprouvette est laissée au minimum 30 minutes dans l'étuve avant essai afin de s'assurer que l'échantillon ait atteint la valeur de consigne et que le champ de température soit uniforme dans la résine. Pour limiter le temps entre deux mesures, les échantillons sont placés par lot dans le four pour chaque condition de température testée.

### Mesure des déformations

Étant donné les conditions thermiques, il n'était pas envisageable de mesurer la déformation de l'éprouvette par extensométrie ou par jauges à l'intérieur de l'enceinte. Les

éprouvettes sont filmées au travers de la vitre de l'étuve avec une caméra AVT-Pike F-100 avec une résolution de 800 par 600. Le post-traitement de la vidéo par la technique de corrélation d'images permet de mesurer les déplacements des pixels d'une image sur l'autre et ainsi de recalculer les déformations. La loi de comportement contrainte-déformation est obtenue à partir de la déformation globale de la zone utile et en synchronisant les images aux efforts mesurés par la machine.

L'ensemble des essais de traction et de compression sur la résine pure est mené pour une fréquence d'acquisition de 4 images/sec. Un mouchetis de peintures noire et blanche, résistantes à une température de 600 °C, est déposé sur la surface filmée pour imprimer un motif aléatoire et favoriser la détection des déplacements lors du traitement.

### Comportement en traction

La figure IV.8 représente les courbes conventionnelles contrainte - déformation d'un essai de traction pour les différentes conditions thermiques. On observe en premier lieu une perte de rigidité importante du matériau entre les essais à une température inférieure à 120 °C et les essais à une température supérieure à 240 °C.

Pour les basses températures, la déformation avant rupture est de l'ordre de 1% et témoigne d'un comportement fragile du matériau. Le polymère casse pour une contrainte de 38 à 53 MPa. À 240 et 350 °C, l'éprouvette casse pour une déformation longitudinale de l'ordre de 8 %. A ces températures, la résine est plus ductile et atteint au maximum une contrainte de 25 MPa.

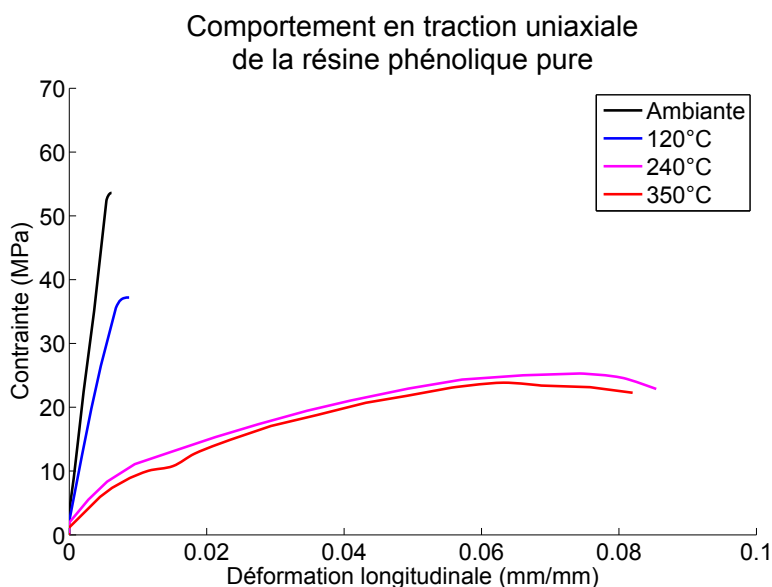


FIGURE IV.8 – Comportement en traction uniaxiale de la résine phénolique

## Comportement en compression

Les résultats des essais de compression sur la figure IV.9 montrent que la température a également un rôle sur la rigidité de la matière et sa ductilité. La déformation plastique est plus importante pour cette sollicitation puisqu'on atteint au moins une déformation de 5% avant le flambement pour les basses températures et une déformation de 16% à 240 et 350 °C . Les contraintes maximales atteintes sont également plus élevées de 170 MPa à 20 °C à 34 MPa à 350 °C.

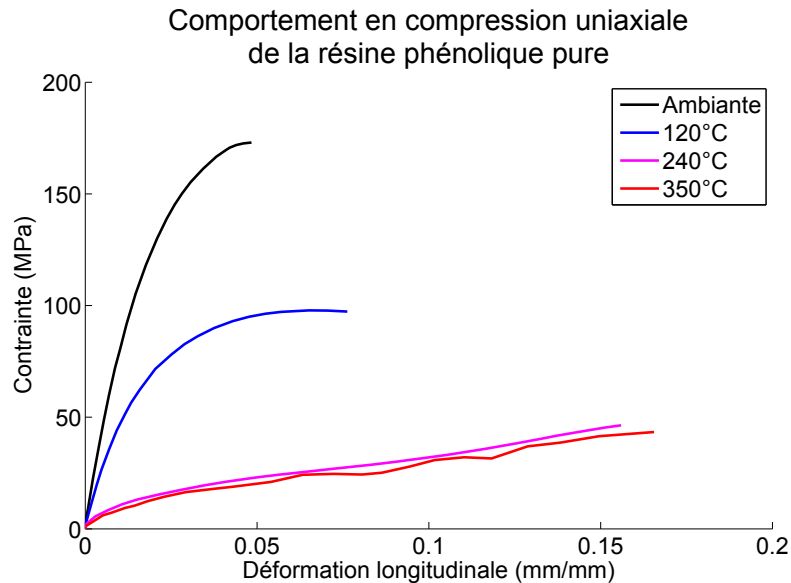


FIGURE IV.9 – Comportement en compression uniaxiale de la résine phénolique

## Propriétés pour la modélisation

Le module élastique s'obtient pour chaque condition à partir de la déformation longitudinale globale de la zone observée de l'éprouvette. La pente est calculée pour une valeur de déformation comprise entre 0 et 0.1%. Les résultats sont présentés sur la figure IV.10. Une dispersion de l'ordre de 3 à 5% sur la valeur du module est mesurée en fonction de la température et du mode de sollicitation.

On observe que dès 120 °C, la rigidité est passée de 8 à 5.1 GPa en compression. Pour une température de 240 °C, elle n'est plus que de 1.1 GPa et se stabilise pour la température la plus élevée. Les valeurs calculées pour les essais de traction évoluent de manière similaire. Ces résultats témoignent de la nécessité de prendre en compte le facteur température pour la simulation mécanique du contact. Entre les deux températures extrêmes, la rigidité est divisée par 10. Le coefficient de poisson n'est pas dépendant des conditions thermiques. Les valeurs moyennes calculées sont comprises entre 0.3 et 0.32.



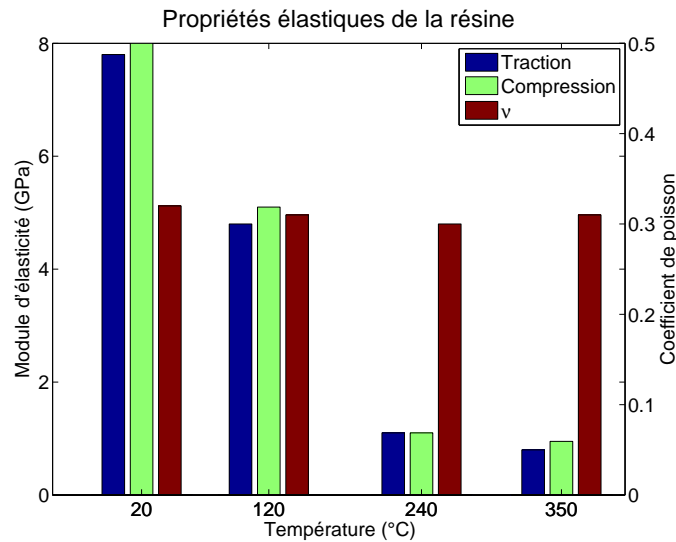


FIGURE IV.10 – Évolution des propriétés élastiques avec la température

Les paramètres caractéristiques de l'élasticité affectés à la résine dans le modèle mésoscopique sont repris dans le tableau IV.3. Ce sont les valeurs identifiées en compression uniaxiale. L'évolution de la déformation plastique avec la contrainte est donnée par le tableau IV.4 pour les deux températures d'études. La loi de comportement plastique injectée concerne également la sollicitation en compression. Pour l'ensemble des simulations, la déformation plastique de rupture en traction n'est pas atteinte.

	Température (°C)	E (GPa)	$\nu$
Résine	20	8	0.32
	350	0.8	0.32

Tableau IV.3 – Comportement élastique de la résine

Résine			
20 °C		350 °C	
$\epsilon_{plast}$	$\sigma$ (MPa)	$\epsilon_{plast}$	$\sigma$ (MPa)
0	39.6	0	10.2
0.002	67.4	0.01	12.5
0.005	95.1	0.02	14.1
0.01	118.6	0.03	15.7
0.02	145.2	0.05	18.2
0.03	159.7	0.1	24.3
		0.15	34.2

Tableau IV.4 – Comportement plastique de la résine

### IV.2.b Décohésion à l'interface matrice - particule

Lors de la sollicitation en frottement de matériaux composites, un mode de dégradation récurrent est l'arrachement d'une particule renforçant la matrice. La rupture de cette interface se traduit par une décohésion progressive pouvant être modélisée par une loi cohésive. Ce type de loi est généralement utilisé pour étudier l'endommagement dans la masse à l'échelle du renfort pour divers types d'essais mécaniques : traction, compression, flexion ... Kushch [KUS11a] étudie par exemple l'endommagement d'un polymère renforcé de fibres longues soumis à un chargement transverse en fonction de la répartition des renforts. Tohgo [TOH01] regarde l'influence de la cohésion de particules de verre renforçant un polyamide sur la ténacité du composite.

Dans ce travail, une loi de décohésion est appliquée pour étudier un contact. La prise en compte de cet aspect dans le Volume Local d'Étude nécessite d'identifier les paramètres traduisant la rupture de l'interface. Un certain nombre de lois, commentées par Chandra [CHA02], permettent d'aboutir à la décohésion renfort-matrice mais elles se caractérisent toutes par une contrainte seuil à partir de laquelle débute l'endommagement et une énergie à atteindre pour rompre la liaison.

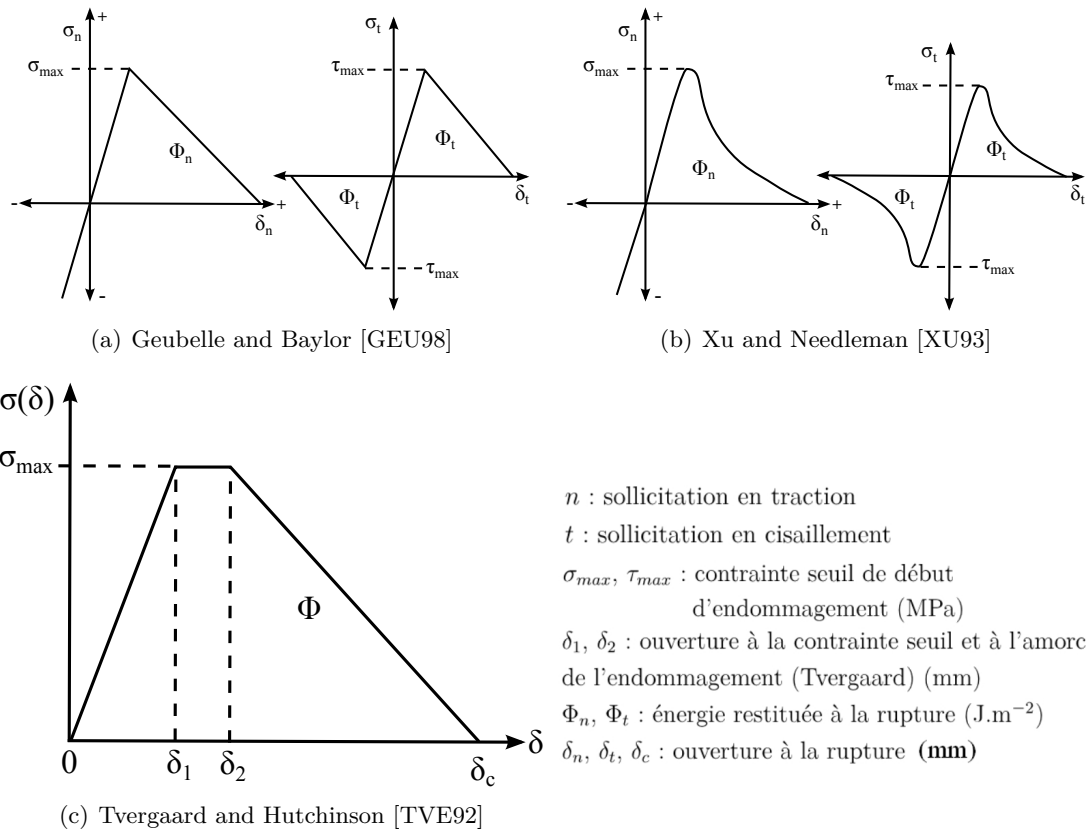


FIGURE IV.11 – Lois de comportement cohésives

Elles diffèrent généralement par le chemin suivi sur la courbe contrainte - déplacement pour dissiper l'énergie qui amène à la rupture. Le modèle bilinéaire donné par Geubelle [GEU98] se caractérise par une décroissance linéaire de la contrainte avec l'ouverture de la liaison dès que la contrainte seuil est atteinte (figure IV.11(a)). Xu [XU93] considère une régression exponentielle de la contrainte (figure IV.11(b)) tandis que la formulation utilisée par Tvergaard [TVE92] est définie par une zone d'ouverture où la contrainte reste constante avant une diminution linéaire (figure IV.11(c)).

Dans notre cas, ce comportement sera représenté par une loi bilinéaire contrainte à l'interface - déplacement  $(\sigma_{int}, \delta)$ , les paramètres de cette loi étant identifiables expérimentalement. Il s'agit de la formulation donnée par Xu [XU93] pour laquelle l'interface se comporte élastiquement tant que la contrainte limite  $\sigma_{max}$ , représentant le début de son endommagement, n'est pas atteinte. L'ouverture de la fissure conduit alors à un endommagement décrit soit par un module d'adoucissement  $k'_\sigma$  soit par l'énergie à restituer  $G_c$ . La liaison est rompue pour une ouverture maximale  $\delta_{max}$  (figure IV.3(a)). Tan [TAN05b] a proposé une méthode expérimentale pour identifier les paramètres caractéristiques de cette formulation qui va être appliquée dans la suite.

La caractérisation de la liaison matrice - renfort est menée à partir d'une éprouvette entaillée sollicitée en flexion 3 points. La loi d'interface, à l'échelle mésoscopique, s'obtient par le biais de calculs analytiques d'après des grandeurs macroscopiques. La propagation d'une fissure préalablement initiée au niveau de l'entaille est suivie à l'aide d'une caméra. Le front d'entaille étant soumis à une contrainte hydrostatique de traction, la sollicitation en cisaillement de l'interface est négligeable et la propagation de la fissure se fait en mode I. La technique de corrélation d'images est utilisée afin de mesurer les déformations à proximité de celle-ci en fonction de l'effort normal. Les éprouvettes sont dimensionnées selon la norme ASTM D5045 [AST03] pour les matières plastiques afin de calculer la ténacité  $K_{IC}$  et le taux de restitution d'énergie  $G_{IC}$  en mode I.

### Pré-fissuration des éprouvettes de ténacité

Pour mesurer la ténacité d'une éprouvette entaillée, celle-ci doit être fissurée avant de débiter la sollicitation. Les essais en traction simple ont montré que la résine était particulièrement fragile, notamment à température ambiante. Contrairement aux matériaux ductiles où la pré-fissuration se fait par l'application de sollicitations cycliques et avec une propagation stable, les matériaux fragiles nécessitent l'utilisation d'une technique plus spécifique permettant de contrôler la propagation de la fissure.

L'essai sandwich, représenté sur la figure IV.12, consiste à contraindre une éprouvette de matériau fragile en flexion 3 points entre deux poutres de rigidité supérieure. Durant le chargement, la fissure se propage dans l'éprouvette à partir de l'entaille. Au début de l'essai, la ligne neutre se trouve au dessus de la pointe de la fissure ; le front est sollicité

en traction et la propagation est favorisée. La ligne neutre se déplace moins rapidement que la fissure en raison de la rigidité des poutres. La pointe se retrouve en compression après un certain déplacement et stoppe sa propagation. L'essai sandwich est alors arrêté. Une couche de peinture blanche est déposée sur la surface pour faciliter la visualisation de l'ouverture de l'entaille.

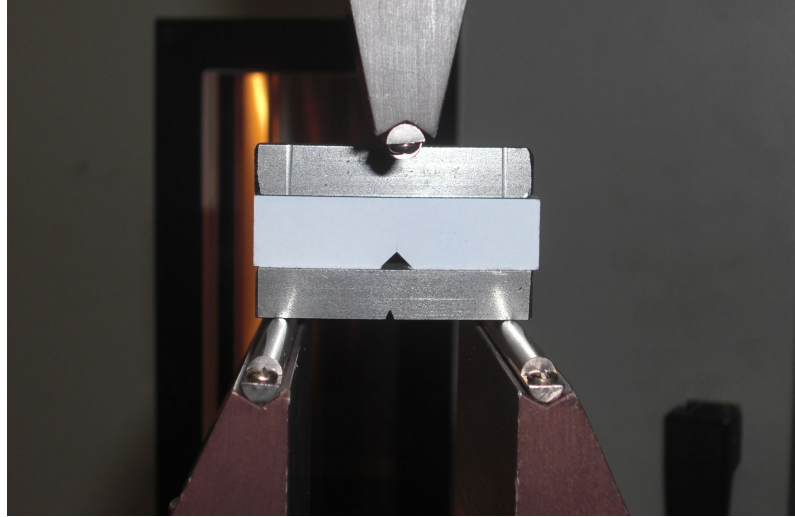


FIGURE IV.12 – Préfissuration d'une éprouvette entaillée par essai sandwich

## Identification de la loi cohésive mésoscopique

### Rigidité de l'interface $k_\sigma$

La rigidité de l'interface  $k_\sigma$  peut être déterminée par la méthode de Mori-Tanaka à partir du module d'élasticité isostatique  $\bar{K}$  du matériau composite.  $k_\sigma$  est relié par la relation (IV.1) aux propriétés élastiques de la matrice  $E_m$  et  $\nu_m$ , aux fractions volumiques des différentes tailles de particules ( $f$ ,  $f_N$ ) et au paramètre  $\alpha_N$  décrit par la relation (IV.2). Le module d'élasticité isostatique de la résine  $K_m$  est calculé à partir de  $E_m$  et  $\nu_m$  (équation (IV.3)). Le paramètre  $\alpha_N$  dépend des propriétés élastiques des particules  $E_p$  et  $\nu_p$  et de la résine  $E_m$  et  $\nu_m$ , du rayon moyen des particules  $a_N$  et de la rigidité de l'interface  $k_\sigma$  à déterminer.

$$\bar{K} = \frac{1}{\frac{1}{K_m} + \frac{9(1-\nu_m)}{2E_m} + \frac{f - \sum_{N=1} f_N \alpha_N}{1-f + \sum_{N=1} f_N \alpha_N}} \quad (\text{IV.1})$$

$$\alpha_N = \frac{3(1-\nu_m)}{2E_m \left( \frac{1}{k_\sigma a_N} + \frac{1-2\nu_p}{E_p} + \frac{1}{4\mu_m} \right)} \quad (\text{IV.2})$$

$$K_m = \frac{E_m}{3(1-2\nu_m)} \quad (\text{IV.3})$$

La rigidité de l'interface  $k_\sigma$  avant endommagement ne peut être identifiée puisque le module d'élasticité isostatique  $\bar{K}$  du composite n'est pas connu. Une analyse de sensibilité sur ce paramètre est réalisée pour déterminer une valeur de  $k_\sigma$  et est présentée en annexe B. Pour simuler une zone cohésive, la rigidité doit être suffisamment importante pour que la liaison renfort matrice puisse être considérée parfaite en l'absence d'endommagement. Des valeurs comprises  $1.10^5 \text{ MPa}\cdot\text{mm}^{-1}$  et  $1.10^8 \text{ MPa}\cdot\text{mm}^{-1}$  sont généralement utilisées [KUS11b]. Pour nos calculs, une valeur de  $1.10^6 \text{ MPa}\cdot\text{mm}^{-1}$  est attribuée.

#### Contrainte maximale $\sigma_{max}$

D'après la méthode de Mori-Tanaka [TAN05a], tant que l'interface reliant une particule à la matrice n'est pas endommagée, la contrainte dans les particules est similaire à celle dans la matrice. La contrainte  $\bar{\sigma}$  est la contrainte macroscopique de traction à laquelle est soumise l'éprouvette à proximité de la fissure. Lorsqu'elle atteint la valeur critique  $\bar{\sigma}_{crit}$ , l'interface s'endommage et la fissure se propage. En front de fissure, la matière est soumise à une sollicitation en tension hydrostatique ; une bonne approximation de la contrainte maximale  $\sigma_{max}$  à l'interface témoignant du début de son endommagement est donnée par la contrainte macroscopique  $\bar{\sigma}_{crit}$  (équation (IV.4)).

$$\sigma_{max} = \bar{\sigma}_{crit} \quad (IV.4)$$

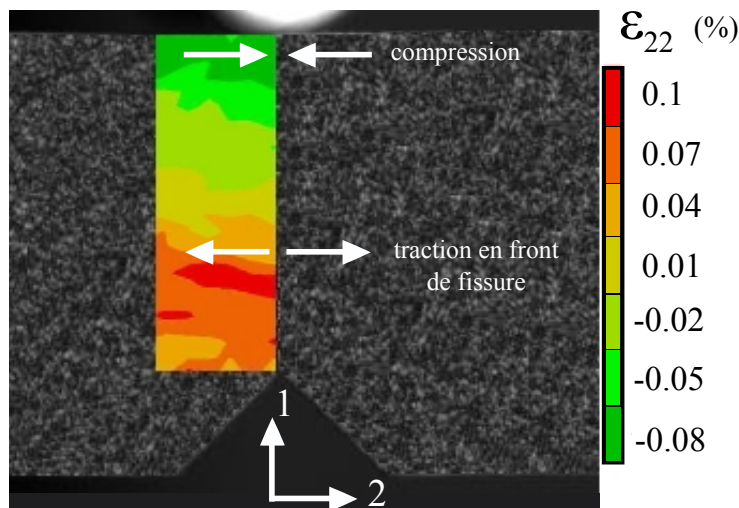


FIGURE IV.13 – Mesures des déformations

La contrainte  $\bar{\sigma}_{crit}$  est calculée avec la déformation en traction  $\epsilon_{22}$  maximale en front de fissure, obtenue par corrélation d'images (figure IV.13) et le module d'élasticité du composite pour chaque température. Les valeurs calculées sont présentées sur la figure IV.15. La contrainte maximale mesurée à  $20 \text{ }^\circ\text{C}$  est de  $41 \text{ MPa}$  et  $12.1 \text{ MPa}$  à  $350 \text{ }^\circ\text{C}$ . La rupture de l'interface a lieu pour les deux conditions de température à une valeur proche de la limite d'élasticité de la résine pure.

Énergie de cohésion  $G_c$

L'énergie  $G_c$  nécessaire pour rompre définitivement la liaison est le taux d'énergie restituée lors de la propagation de la fissure le long de l'interface résine - particule. Dans le composite, deux chemins sont à envisager : une propagation intra-matricielle et une propagation le long de l'interface renfort - matrice. Le taux de restitution d'énergie macroscopique  $\bar{G}$  ainsi identifiée correspond à la somme de deux termes où  $G_m$  et  $G_c$  représentent l'énergie restituée respectivement par une propagation dans la matrice et par une propagation à l'interface. Ces termes sont pondérés par les rapports de surface,  $A_m$  est l'aire créée par une propagation dans la matrice et  $A_c$  l'aire créée par une propagation le long des particules comme défini par l'équation (IV.5).

$$\sigma S_{VER} = \bar{G} = G_c * A_c + G_m * A_m \quad (IV.5)$$

L'identification du terme propre à l'interface  $G_c$  nécessite la connaissance de l'énergie restituée par la résine pure  $G_m$  lors de la propagation de la fissure. Les essais de flexions sur éprouvette entaillées sont menés pour des éprouvettes non renforcées et des éprouvettes renforcées de 20% en volume de particules d'acier afin de calculer chacune d'entre elles.

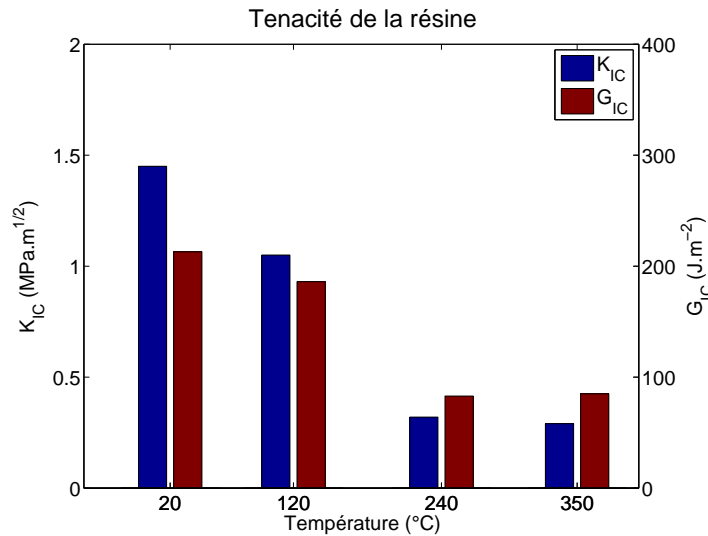


FIGURE IV.14 – Propriétés identifiées pour les essais de ténacité sur résine pure

La ténacité  $K_{IC}^m$  et le taux d'énergie restituée par la matrice  $G_m$  sont présentés sur la figure IV.14 pour 20, 120, 240 et 350 °C. On observe que les valeurs de ténacité chutent également fortement avec l'élévation de température, de 1.45 MPa.m<sup>1/2</sup> à 0.28 MPa.m<sup>1/2</sup>. Bien que le matériau soit plus ductile à haute température et que l'éprouvette soit localement plus déformée sur le front d'entaille au moment de la rupture, la diminution du  $K_{IC}$  pourrait s'expliquer par un faible niveau de contrainte pour les basses rigidités. L'énergie restituée par la résine est calculée à partir de ses propriétés élastiques  $E_m$ ,  $\nu_m$  et de sa

ténacité  $K_{IC}^m$  par l'expression (IV.6) donnée pour les sollicitations en déformations planes (figure IV.14).

$$G_m = \frac{(K_{IC}^m)^2 * (1 - \nu^2)}{E} \quad (IV.6)$$

L'énergie moyenne dissipée pour rompre la résine est de l'ordre de  $215 \text{ J.m}^{-2}$  à température ambiante et devient inférieure à  $85 \text{ J.m}^{-2}$  pour la température la plus élevée. Bien que la ductilité augmente avec la température, l'énergie restituée lors de la propagation de la fissure diminue lorsque la température augmente. Un niveau de contrainte plus faible atteint en front d'entaille avec la perte de rigidité peut également expliquer la décroissance observée.

L'énergie globale restituée par le composite est calculée avec la relation (IV.6) à partir de la ténacité mesurée avec 20% de particules et du module d'élasticité équivalent  $\bar{E}$ . Ce module s'obtient par l'équation (IV.7) en fonction des modules d'élasticité de la résine  $E_m$  et de la particule  $E_p$ .  $\bar{E}$  est compris entre 48.4 GPa à température ambiante et 42.6 GPa à 350 °C.

$$\bar{E} = 0.8 * E_m(T) + 0.2 * E_p \quad (IV.7)$$

Les taux d'énergie restituée par la rupture de la liaison renfort - matrice sont présentés sur la figure IV.15 pour les quatre températures d'étude. Ils proviennent de la décomposition de l'énergie globale restituée par le composite  $\bar{G}$  en soustrayant la part provenant de la matrice  $G_m * A_m$  d'après la relation (IV.5). La surface des liaisons  $A_c$  représente en moyenne 20% de l'aire totale créée par l'ouverture de la fissure. L'énergie restituée par l'interface est comprise entre  $72 \text{ J.m}^{-2}$  à température ambiante et  $25 \text{ J.m}^{-2}$  à 350 °C.

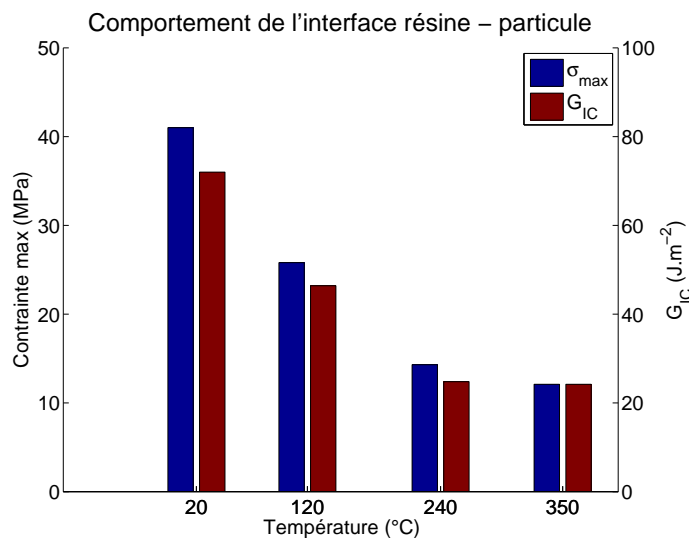


FIGURE IV.15 – Propriétés de l'interface matrice - particule

Les paramètres  $k_\sigma$ ,  $\sigma_{max}$  et  $G_c$  identifiés aux températures simulées sont récapitulés dans le tableau IV.5. La fissure propagée en mode I implique une sollicitation en traction de l'interface. Le comportement en cisaillement de celle-ci ne pouvant être obtenu sans une identification numérique, la même loi que pour la sollicitation en traction est implémentée dans le Volume Local d'Étude.

Température (°C)	$k_\sigma$ (MPa.mm <sup>-1</sup> )	$\sigma_{max}$ (MPa)	$G_c$ (J.m <sup>-2</sup> )
20	1.10 <sup>6</sup>	41.0	72
350	1.10 <sup>6</sup>	12.1	24.8

Tableau IV.5 – Paramètres de la loi cohésive d'interface résine - particule



### IV.3 Analyse du modèle pour une interface non endommagée

Le comportement du Volume Local est étudié dans un premier temps pour une interface parfaite entre renfort et matrice. Les noeuds de la résine sont contraints sur la surface de la particule. Ces calculs permettent de déterminer le niveau de contrainte et de déformation en l'absence d'endommagement de l'interface.

Une mesure de l'écart entre la surface du disque et la résine est réalisée pour contrôler que le contact est concentré sur le plateau débouchant du renfort. Les déformations et les contraintes au niveau de l'interface sont analysées en fonction des sollicitations imposées et de la configuration géométrique.

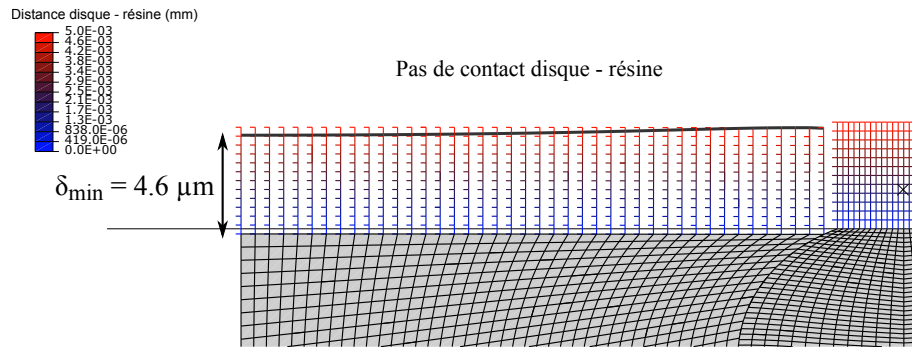
#### IV.3.a Formation des plateaux de contact privilégiés

La figure IV.16 présente l'ouverture du contact entre le disque et la résine, la distance séparant les deux surfaces lors de la compression du plot, pour quatre situations. Les résultats sont donnés pour la pression maximale appliquée pour chaque cas, ce critère ayant pour effet de réduire à la plus petite distance cet espace quels que soient les autres paramètres.

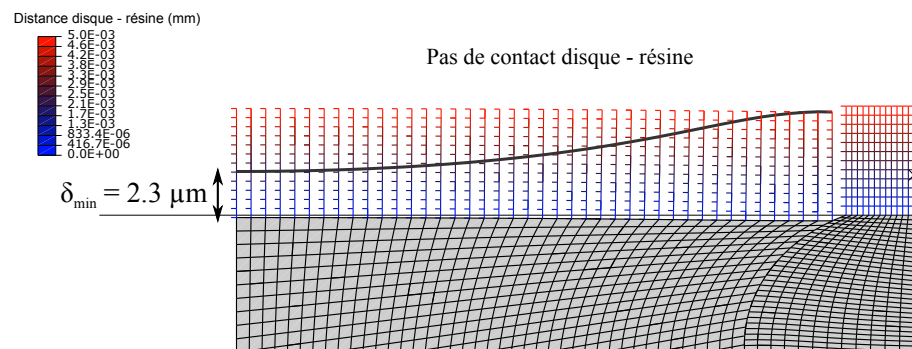
Pour une particule peu usée (figures IV.16(a) et IV.16(b)), la résine n'est pas en contact avec le disque pour un plateau de contact de la particule à  $5 \mu m$  de la surface du polymère. La charge est donc intégralement supportée par le renfort qui subit une contrainte en compression dix fois plus élevée. Ceci se vérifie pour le comportement à froid et à chaud de la résine. L'étude de l'ouverture pour un décalage de  $12 \mu m$  entre renfort et matrice aboutit à la même conclusion.

Dans le cas d'une particule très usée, la résine est frottée par le disque si le renfort débouche de  $5 \mu m$  de la matrice et que la température est de  $350^\circ C$  (figure IV.16(c)). Lorsque la différence de hauteur devient de  $12 \mu m$ , l'écart devient suffisant pour que seule la particule soit en contact avec le disque comme représenté sur la figure IV.16(d).

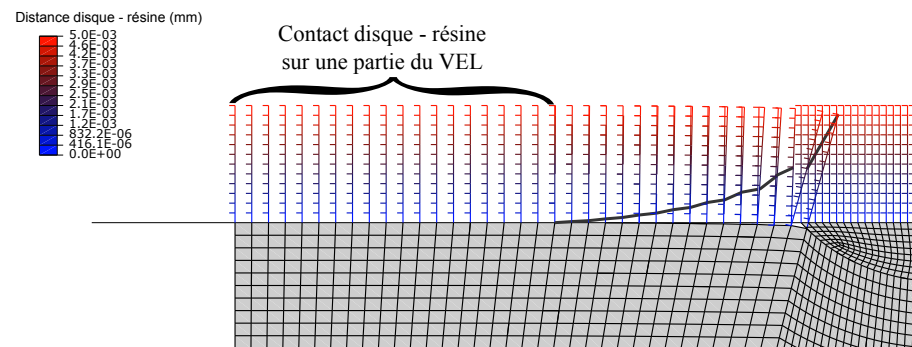
Ces résultats peuvent expliquer que la hauteur des plateaux de contact soit en général plus importante après une sollicitation sévère. Avec la montée en température et pour une particule suffisamment usée, la déformation dans le volume d'étude est suffisante pour que la résine soit abrasée par les passages successifs du disque. La résistance à l'usure de la matrice étant inférieure à celle de l'acier, son épaisseur diminue plus rapidement que celle du renfort au cours de l'essai. Le relâchement de la contrainte de compression à la fin de l'essai conduit alors à un retour de la matière et à un écart plus important entre les plans qu'avant la sollicitation précédente.



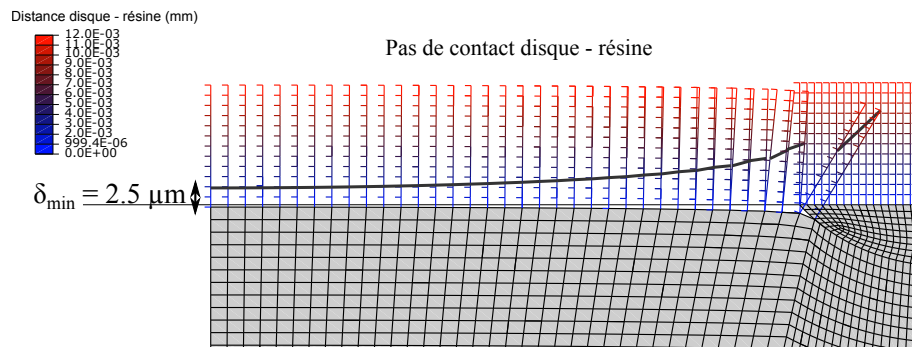
(a) Particule  $100 \mu\text{m}$  -  $20 \text{ }^\circ\text{C}$  -  $5 \text{ MPa}$  -  $5 \mu\text{m}$



(b) Particule  $100 \mu\text{m}$  -  $350 \text{ }^\circ\text{C}$  -  $5 \text{ MPa}$  -  $5 \mu\text{m}$



(c) Particule  $200 \mu\text{m}$  -  $350 \text{ }^\circ\text{C}$  -  $5 \text{ MPa}$  -  $5 \mu\text{m}$



(d) Particule  $200 \mu\text{m}$  -  $350 \text{ }^\circ\text{C}$  -  $5 \text{ MPa}$  -  $12 \mu\text{m}$

FIGURE IV.16 – Distance entre le disque et la résine

### IV.3.b Sollicitation de l'interface matrice - renfort

Le champ de contrainte dans la résine est analysé pour une interface parfaite entre particule et renfort, les noeuds du renfort et de la matrice sont mergés et la liaison ne s'endommage pas quelle que soit la contrainte atteinte localement. Pour des raisons de visibilité, la charge est masquée dans les représentations suivantes. Les efforts atteints dans la particule sont insuffisants pour conduire à une déformation plastique de la particule.

Pour une particule peu usée, la contrainte équivalente de Von Mises est présentée lors de la simulation pour une pression moyenne de 5 MPa, un coefficient de frottement  $\mu$  de 0.65 et une température de 350 °C (figure IV.17).

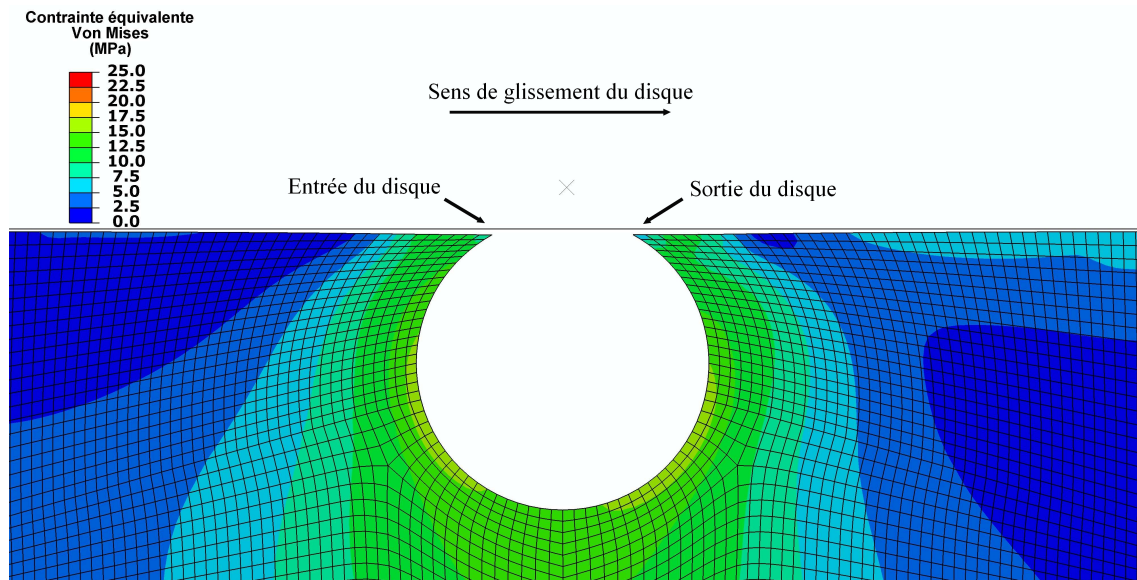


FIGURE IV.17 – Contraite équivalente de Von Mises dans la résine - Particule peu usée - Pression = 5 MPa -  $\mu = 0.65$  - 350 °C

Elle atteint une valeur maximale de 17 MPa sur les surfaces comprimées, à l'arrière de la surface de la particule en contact avec le disque. Les zones de l'interface proche de la surface sont sollicitées en traction pour une valeur moyenne de 18 MPa (non visible sur la figure). Cette contrainte est supérieure à la contrainte seuil d'endommagement à cette température et doit conduire à l'endommagement sur les premiers éléments.

Pour cette configuration géométrique, la sollicitation impose des déformations réparties sur une large part de l'interface. Le niveau atteint conduit à une faible déformation plastique de la résine, comme en témoigne la figure IV.18.

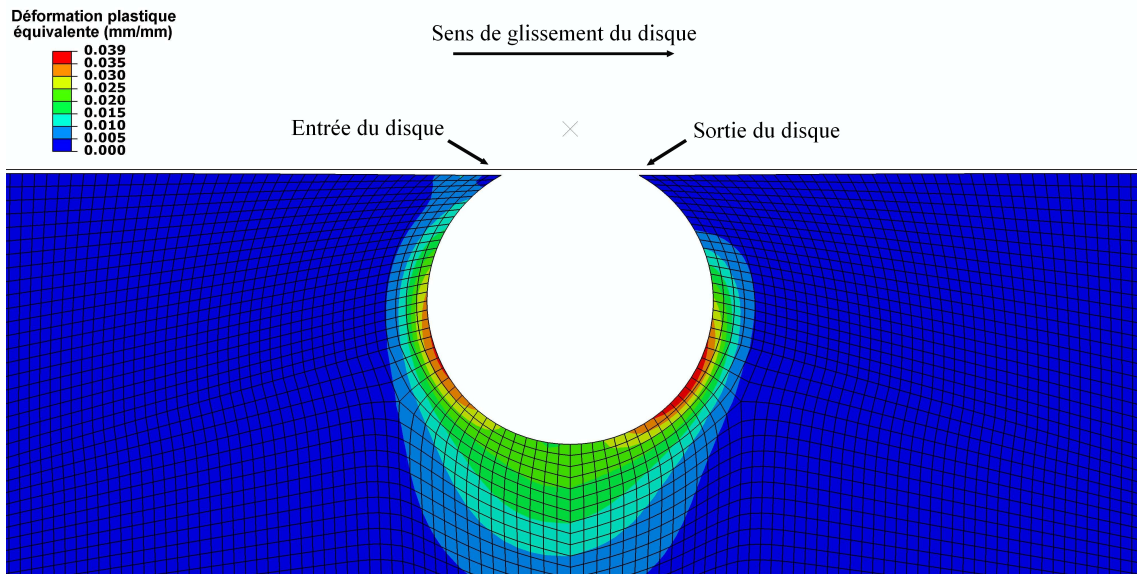


FIGURE IV.18 – Déformation plastique équivalente dans la résine - Particule peu usée -  
Pression = 5 MPa -  $\mu = 0.65$  - 350 °C

Dans le cas de la particule la plus usée, pour les mêmes conditions de pression, coefficient de frottement et température, le niveau de contrainte atteint à l'interface est supérieur à la contrainte seuil de début d'endommagement. On peut voir sur la figure IV.19 qu'une localisation des contraintes a lieu sur les deux zones débouchantes. La contrainte est d'ailleurs plus importante du côté où le disque entre.

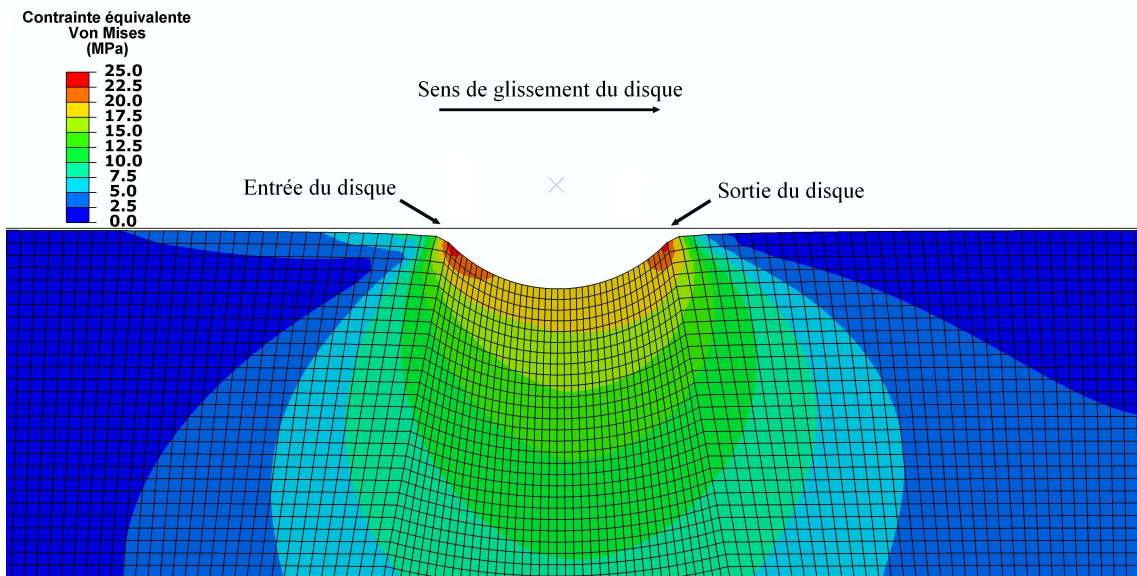


FIGURE IV.19 – Contrainte équivalente de Von Mises dans la résine - Particule usée -  
Pression = 5 MPa -  $\mu = 0.65$  - 350 °C

La matrice subit une déformation plastique sur une épaisseur d'environ 150  $\mu\text{m}$  en dessous de la charge (figure IV.20). Ceci est dû au niveau de chargement et aux faibles

propriétés de la résine à cette température.

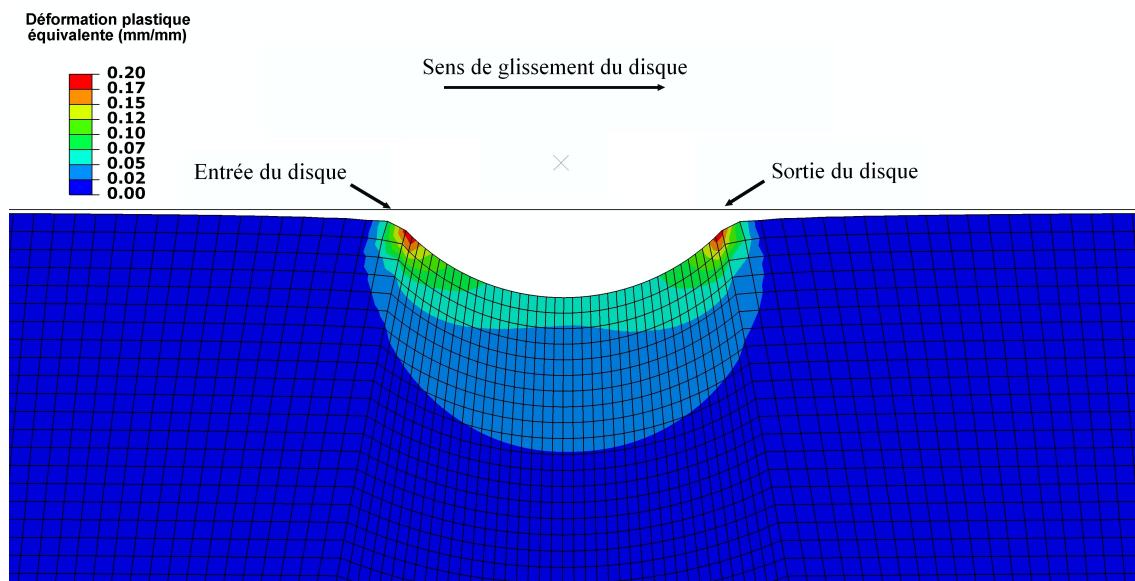


FIGURE IV.20 – Déformation plastique équivalente dans la résine - Particule usée - Pression = 5 MPa -  $\mu = 0.65$  - 350 °C

Pour les simulations à 20 °C, elle n'est pas observée comme pour la particule peu usée. Localement, la déformation plastique équivalente est plus importante sur les zones débouchantes de l'interface plus contraintes. Pour une interface endommageable, elle sera moins importante, du moins du côté de l'entrée du disque, la contrainte seuil de début d'endommagement étant inférieure au niveau de contrainte ici observé.

#### IV.4 Sensibilité de la décohésion aux conditions rencontrées

Les résultats des simulations avec la prise en compte d'une loi de décohésion de la charge sont ici présentés. La figure IV.21 définit les zones d'intérêt décrites par la suite. L'énergie dissipée à l'interface par la décohésion de la particule est analysée en fonction de la configuration géométrique et des valeurs de pression, température et coefficient de frottement imposé. Comme décrit dans l'annexe B, il convient de coupler les analyses en terme d'endommagement et d'énergie.

La variable d'endommagement  $D$  est un paramètre permettant d'ajuster la valeur de la rigidité  $k_\sigma$  par rapport à sa valeur initiale par la relation IV.8. Pour les valeurs de rigidité usuelles [KUS11b], les chemins pour restituer l'énergie sur la courbe  $(\sigma, \delta)$  sont similaires tandis que l'évolution selon  $\delta$  de la variable d'endommagement  $D$  est clairement affectée (figure Annexe B.3 et B.4).

$$k_\sigma = k_\sigma^{init} * (1 - D) \quad (IV.8)$$

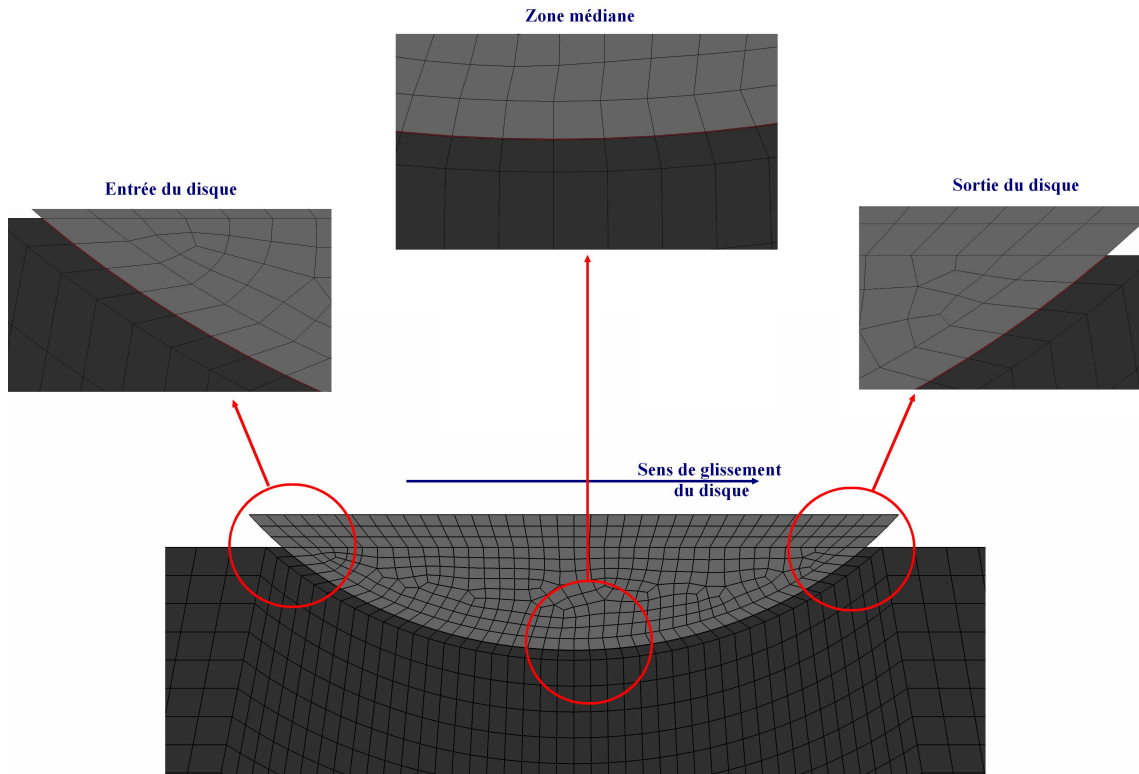


FIGURE IV.21 – Zones d'intérêt de l'interface cohésive

#### Particule peu usée

Pour une particule peu usée, une faible part de l'interface est rompue même pour une pression moyenne de 5 MPa. Pour les configurations avec une pression de contact de 0.25 MPa, la contrainte seuil n'est atteinte sur aucun élément quels que soient la température et le coefficient de frottement. L'énergie restituée est nulle.

Pour une pression moyenne de 5 MPa, l'endommagement de l'interface est amorcé au niveau de l'entrée et de la sortie du disque à température ambiante (figure IV.22). Pour une température de 350 °C et un coefficient de frottement de 0.65 (figure IV.23), seul un élément est rompu au niveau de l'entrée du disque mais la surface ayant atteint la contrainte seuil et où l'endommagement est initié, est plus importante qu'à 20 °C. La zone médiane n'est pas endommagée quelles que soient les conditions thermomécaniques simulées ; elle subit principalement des efforts de compression ne conduisant pas à une dégradation de l'interface.

Les pourcentages d'énergie restituée par rapport à l'énergie à libérer par l'interface d'une particule peu usée débouchant de 5  $\mu\text{m}$  sont représentées sur la figure IV.24 pour les différentes conditions de température, pression et coefficient de frottement. Pour les cas à basse pression, aucune énergie n'est libérée ; les surfaces ne sont pas endommagées. Pour la haute pression, l'énergie restituée est plus importante à 350 °C (3.8 et 4.6% pour  $\mu = 0.2$

et 0.65) qu'à 20 °C (1.2 et 1.5% pour les mêmes coefficients de frottement). Globalement, étant donnée la faible part dissipée dans la liaison, ces sollicitations ne doivent pas entraîner une décohésion de la particule. Un cumul au fil des cycles de freinage pourra cependant conduire à une décohésion à moyen terme.

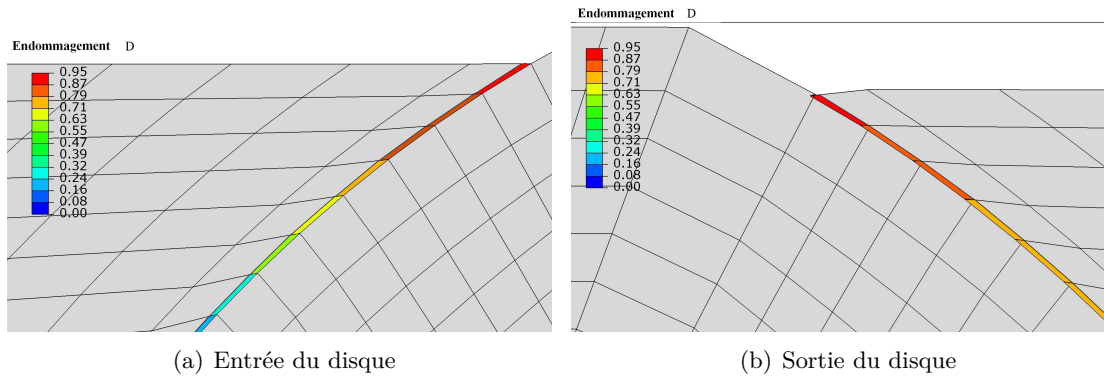


FIGURE IV.22 – Endommagement de l'interface pour une particule peu usée  
 Température = 20 °C - Pression = 5 MPa -  $\mu = 0.65$

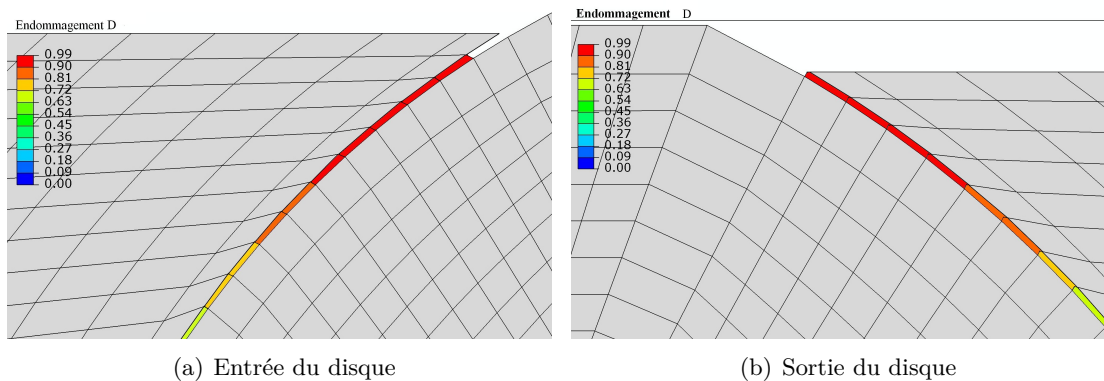


FIGURE IV.23 – Endommagement de l'interface pour une particule peu usée  
 Température = 350 °C - Pression = 5 MPa -  $\mu = 0.65$

La dégradation pour cette configuration géométrique se localise aux niveaux des zones débouchantes; la compression de la particule induit des efforts de traction sur l'interface renfort - matrice dans ces zones. La zone médiane est revanche comprimée et n'est pas sujet à la dégradation. Concernant l'arrachement du renfort, son confinement dans cette configuration favorise sa tenue dans la matrice. Les conclusions sont similaires pour une hauteur débouchante de 5 et de 12  $\mu\text{m}$ .

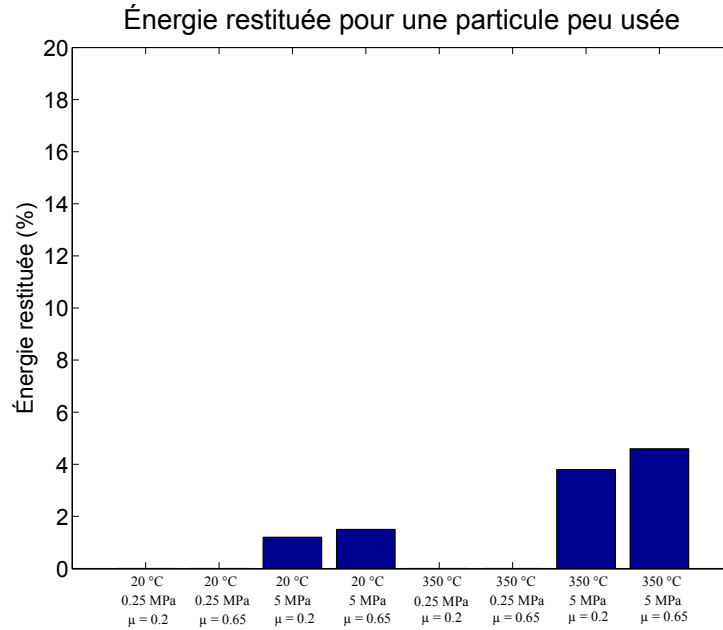


FIGURE IV.24 – Pourcentage d'énergie restituée par la particule peu usée débouchant de 5 μm

#### Particule usée

Dans le cas de la particule plus usée, l'influence du paramètre température est importante. Une sollicitation de 5 MPa pour un coefficient de frottement de 0.65 à température ambiante est suffisante pour initier un endommagement mais uniquement sur les zones débouchantes (figure IV.25). La contrainte seuil définie pour le critère d'endommagement n'est pas atteinte dans la zone médiane; aucune énergie n'est dissipée sur la surface en compression (figure IV.25(a)). La zone d'entrée du disque subit une contrainte de traction suffisamment importante pour amorcer une dégradation sur une longueur de 30 μm (figure IV.25(c)). L'endommagement est un peu moins important à la sortie du disque (figure IV.25(b)), sur une longueur de 25 μm.

Pour le coefficient de frottement le plus contraignant, les conditions sont clairement favorables au déchaussement du renfort. L'endommagement de la liaison pour une pression de 5 MPa, un coefficient de frottement de 0.65 et une température de 350 °C est présentée sur la figure IV.26. À l'entrée du disque, la particule s'est désolidarisée de la résine sur les 4 premiers éléments, environ 20 μm, et l'endommagement est important sur les éléments suivants (figure IV.26(c)). L'ensemble de l'interface a atteint la contrainte seuil  $\sigma_{max}$ ; la dégradation est amorcée sur la zone médiane comme en témoigne la figure IV.26(a). La liaison s'est également rompue à la sortie du disque (figure IV.26(b)).

La configuration avec une hauteur de plateau de 5 μm n'est pas simulée, une partie de l'effort de compression étant supportée par la résine. L'énergie restituée pour les différentes conditions simulées avec une hauteur de plateau de 12 μm est représentée sur la figure IV.27.



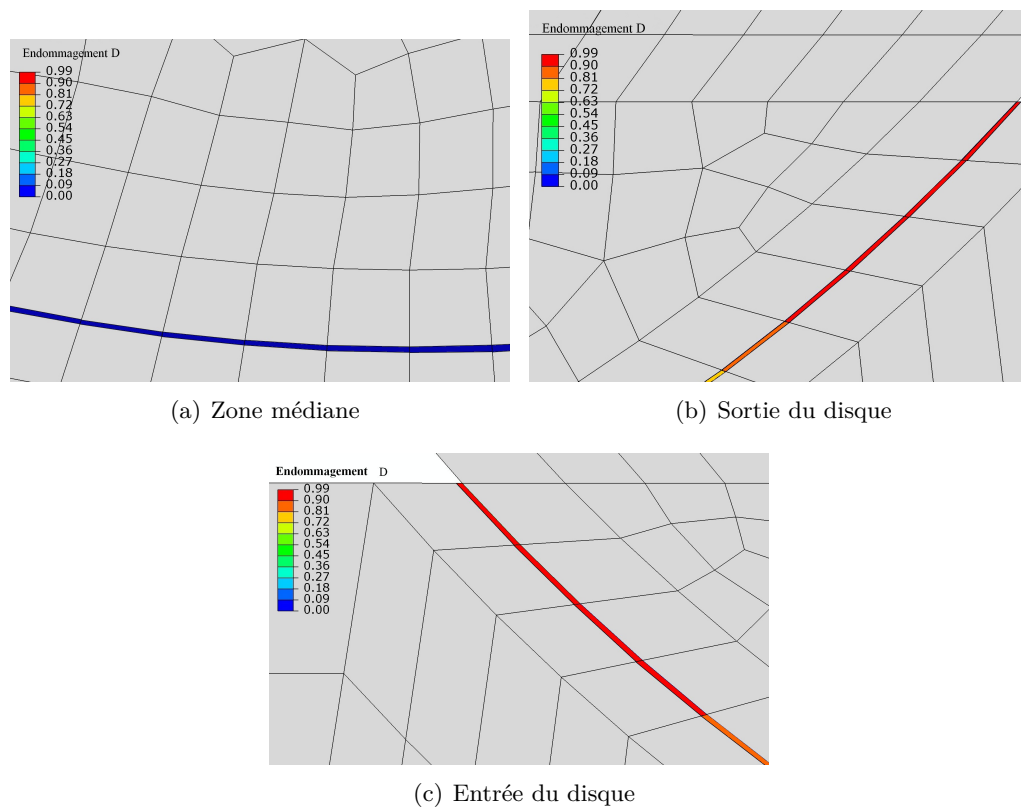


FIGURE IV.25 – Endommagement de l'interface d'une particule usée  
Température = 20 °C - Pression = 5 MPa -  $\mu = 0.65$

Un freinage avec une faible pression (0.25 MPa) ne doit pas amener à la dégradation de l'interface comme en témoigne la quantité nulle d'énergie dissipée. Globalement, pour une particule fortement abrasée, un effort normal intense et une température élevée conduisent à forte dégradation de la liaison renfort - matrice. Selon le coefficient de frottement, l'énergie restituée est comprise entre 2 et 3.5% à basse température et haute pression.

À 350 °C, elle vaut 11.8% pour  $\mu = 0.2$  et atteint 18% pour  $\mu = 0.65$ . Au regard de l'endommagement généralisé et de l'énergie restituée, on peut penser que, avec les effets dynamiques et le relâchement de la compression, la particule usée a une forte probabilité de s'arracher pour  $P = 5$  MPa et  $T = 350$  °C.

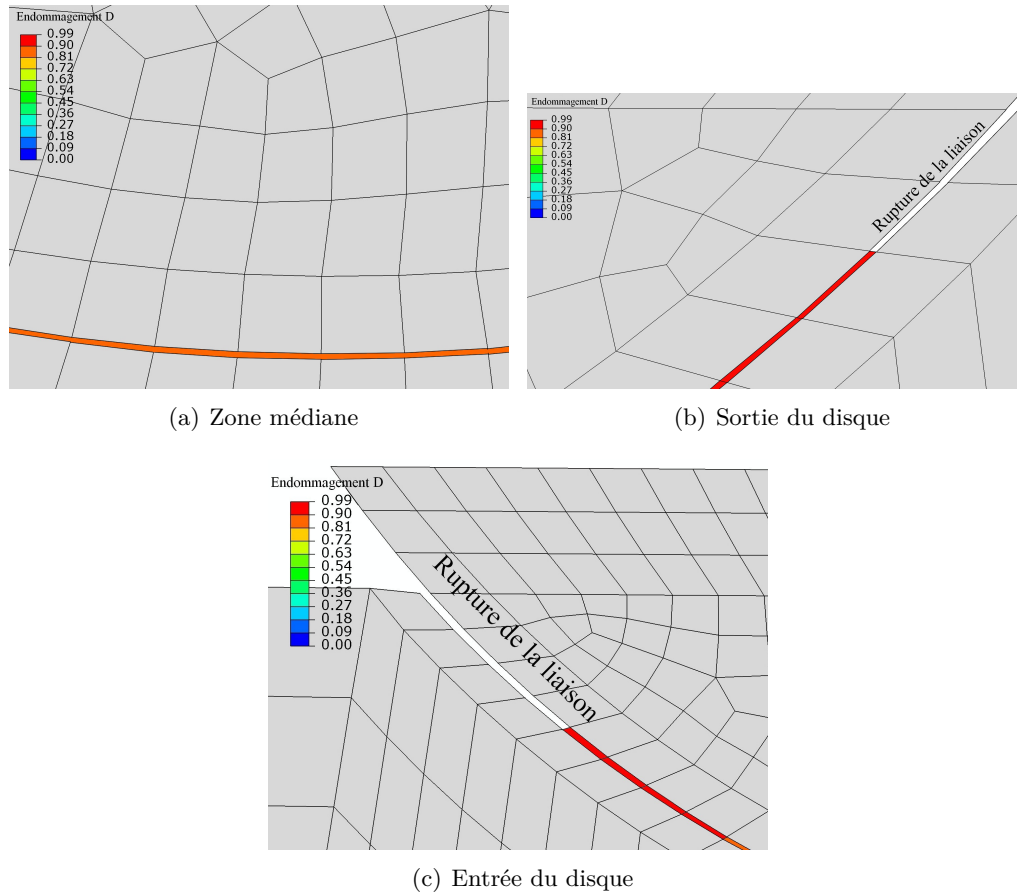


FIGURE IV.26 – Endommagement de l'interface d'une particule usée  
Température = 350 °C - Pression = 5 MPa -  $\mu = 0.65$

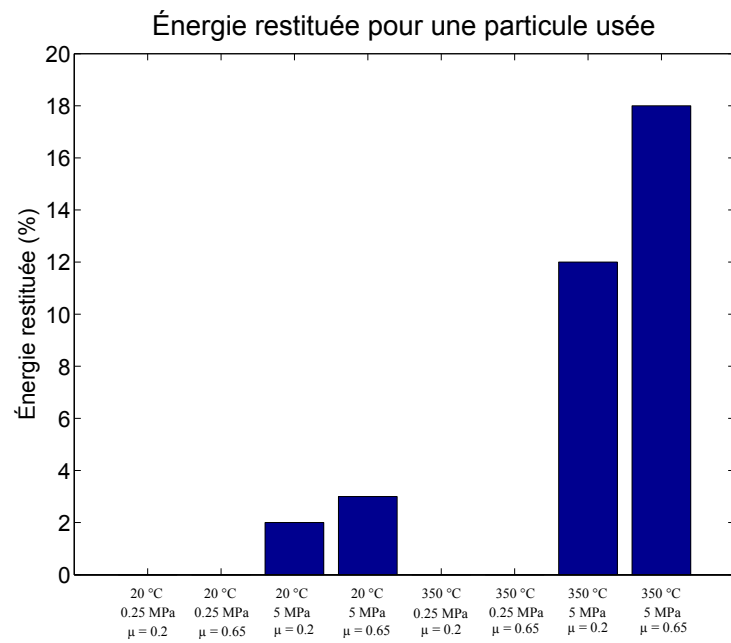


FIGURE IV.27 – Pourcentage d'énergie restituée par la particule usée débouchant de 12  $\mu\text{m}$

## IV.5 Corrélations et voies d'amélioration

Une stratégie de modélisation du contact à l'échelle de la particule est développée dans ce chapitre en vue d'identifier les conditions favorisant la décohésion d'une particule et son départ de la matrice. Différentes sollicitations de pression, température et coefficient de frottement représentatives des valeurs rencontrées expérimentalement sont imposées sur le Volume Local d'Étude. Les résultats numériques corrèlent selon plusieurs aspects avec les observations post-essai provenant des campagnes menées sur la plateforme HST.

Le contact disque - pion est cependant simulé par un calcul statique pour une surface glissante rigide. Certains aspects ne sont pas pris en compte dans la modélisation et des voies d'amélioration sont proposées pour l'étude de la décohésion d'une charge dans le VLE.

### Corrélations expérimental - numérique

#### Formation des plateaux privilégiés

Les distances obtenues numériquement entre le disque et la résine permettent d'expliquer la formation d'un plateau de contact privilégié pour les différentes configurations géométriques et sollicitations. Les profils de surface du pion obtenus avec l'interféromètre mettent en évidence l'influence de la sollicitation thermomécanique sur la hauteur de ce plateau.

Pour les essais où la température du contact n'a pas dépassé 100 °C (figure III.22), le décalage entre résine et particule est de l'ordre 4 à 7  $\mu\text{m}$ . Lorsque le contact a atteint une température de 300 °C (figure III.23), cette distance est plus importante, de l'ordre de 10 à 14  $\mu\text{m}$ . La perte de rigidité de la résine à cette température favorise l'enfoncement de la charge lorsqu'elle est comprimée.

De plus, sous l'effet de la dilatation du polymère, celui-ci doit rentrer en contact avec le disque. Sa résistance à l'usure étant plus faible que celle de l'acier, la perte de matière est plus importante au cours de l'essai ; au refroidissement, avec le retrait, la hauteur du plateau doit devenir plus grande.

Numériquement, l'absence de contact entre disque et résine est observée pour une hauteur de plateau plus importante lorsque la température est de 350 °C par rapport à l'ambiante, notamment pour la particule la plus usée.

#### Probabilité de décohésion d'une particule

Statistiquement, l'état de surface du pion est en adéquation avec les simulations. Très peu de déchaussements sont relevés expérimentalement pour les situations où la tem-

température est demeurée inférieure à 100 °C dans le contact. À cette température, le mode d'usure prépondérant est abrasif, en témoigne le motif de rugosité du disque imprimé sur les surfaces de la résine et des charges. Numériquement, à basse température, la liaison n'est pas endommagée pour une pression de 0.25 MPa et faiblement pour une valeur de 5 MPa.

Pour les essais ayant atteint une température supérieure à 300 °C, le nombre de cavités formées par le départ d'une charge est beaucoup plus important. Celles-ci ont des diamètres compris entre 150 et 250  $\mu\text{m}$  pour des profondeurs de 100 à 200  $\mu\text{m}$  (figure IV.28). Numériquement, pour une pression de 5 MPa et une température de 350 °C, le calcul statique n'aboutit pas à l'arrachement du renfort mais la liaison est fortement endommagée. Selon la valeur du coefficient de frottement, 12 à 18% de l'énergie de l'interface est restituée. La probabilité de décohésion est importante si on considère une fatigue de la liaison avec l'historique des sollicitations rencontrées préalablement.

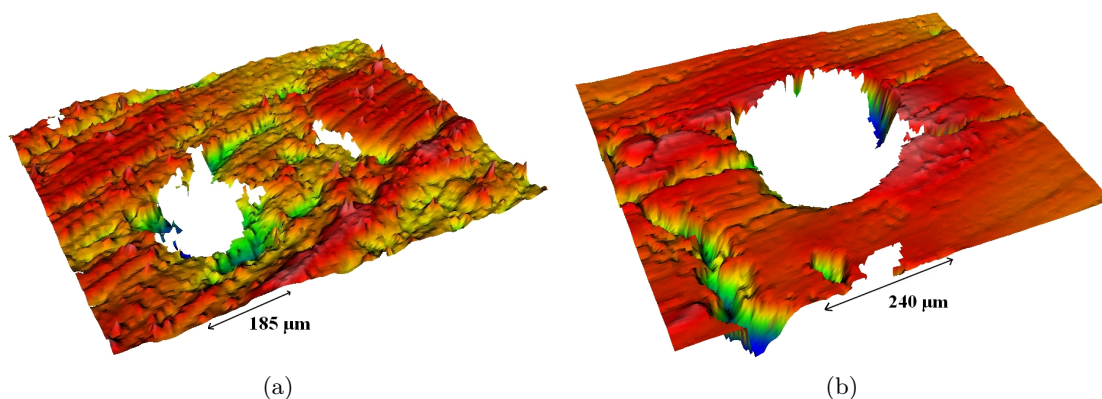


FIGURE IV.28 – Particules déchaussées après une montée en température autour de 350 °C pour une pression moyenne de 1.5 MPa

### Voies d'amélioration

Les simulations présentées dans la stratégie de modélisation à l'échelle de la particule sont menées en déformations planes. Or, l'analyse numérique étant réalisée dans un plan, le caractère tridimensionnel du phénomène n'est pas considéré. L'évolution du modèle vers un Volume Local d'Étude adéquat est nécessaire pour confirmer les tendances observées.

Pour chaque configuration testée, la cohésion est supposée sur l'intégralité des zones en contact de la particule et de la matrice. En réalité, la liaison a subi des sollicitations importantes les instants précédents et une partie de l'interface est très probablement déjà rompue. Il est également difficile à ce stade d'évaluer l'influence des passages successifs du disque. Pour des conditions qui ne sont pas susceptibles d'atteindre la contrainte seuil de début d'endommagement de l'interface, des phénomènes de fatigue cyclique peuvent

entraîner une dégradation de celle-ci et conduire à une décohésion pour des efforts moins importants.

Un autre aspect non pris en compte par le modèle est le caractère dynamique de l'essai frottant et les irrégularités locales du disque. À ce stade, l'impact des débris circulants dans le contact n'est pas considéré. Le modèle numérique proposé corrèle cependant en plusieurs points les observations effectuées sur les pions renforcés.

# Conclusion générale et perspectives d'études

Au cours de ces travaux de thèse, le comportement thermomécanique d'un matériau bicomposant, une résine renforcée de particules d'acier, est investigué pour des conditions de frottement similaires au freinage automobile. Le travail est mené pour une composition simplifiée, une matrice et un seul type de renfort, afin d'éviter les synergies rencontrées dans les garnitures classiques. En effet, une garniture de freinage est composée d'un nombre important de constituants différents qui interagissent entre eux dans le contact et rendent la tribologie du freinage difficile à analyser. Travailler avec un seul renfort permet d'isoler l'influence de l'ajout de ce renfort et de comprendre plus objectivement les mécanismes conditionnant le frottement et l'usure.

L'approche décrite dans ce mémoire est orientée selon deux axes complémentaires : l'un expérimental et l'autre numérique. Le travail est transversal ; le comportement tribologique, thermique et rhéologique du composite est étudié.

Le comportement en frottement du matériau est étudié expérimentalement sur une plateforme de tribologie grande vitesse, le HST, mise en place au cours de la thèse. Le Tribomètre Grande Vitesse permet de reproduire les sollicitations d'un freinage à une échelle réduite dans une configuration pion - disque. La particularité de cette plateforme est que les éléments frottés sont bloqués en position au cours de l'essai. L'évolution de la pression de contact est conditionnée par la compétition entre les dilatations thermiques et l'usure. Elle est mesurée par le biais d'un capteur triaxe permettant d'accéder simultanément au coefficient de frottement. Ce type de montage est particulièrement adapté pour le recalage de modèles numériques de contact étant donné que les positions des antagonistes sont fixées.

Le développement de modèles de conduction inverse de la chaleur permet de calculer simultanément la température de contact et l'énergie dissipée en frottement. Côté pion, une analyse monodimensionnelle et une analyse tridimensionnelle du champ de température sont réalisées à partir de mesures de thermocouples dans la masse. L'identification du flux thermique pour le modèle 3D a mis en évidence que l'énergie dissipée est plus importante à l'entrée du contact.

Un dispositif de mesure de température par télémétrie est par ailleurs dimensionné sur le HST pour l'acquisition de données sur l'élément tournant. Ce système a nécessité une calibration sur un tribomètre basse vitesse en vue de son transfert sur la plateforme grande vitesse. Un modèle axisymétrique de conduction inverse de la chaleur permet d'identifier la répartition spatiale du flux dissipé côté disque. Elle est calculée pour des essais à des vitesses moyennes de glissement de 1.7 et 2.8 m.s<sup>-1</sup>. Une concentration de l'énergie dissipée par frottement est mise en évidence au niveau du rayon moyen de frottement. Étant donné la configuration pion - disque, ce résultat est cohérent. La longueur de frottement du pion sur le disque est plus importante pour les positions proches du centre du pion. L'énergie dissipée est donc théoriquement plus importante sur ces positions radiales.

La caractérisation tribologique de la résine et du matériau bicomposant sur le HST met en évidence l'influence de la vitesse de glissement, de la pression et de la température de contact. Des vitesses de glissement comprises entre 5 et 20 m.s<sup>-1</sup> et des pressions moyennes de contact comprises entre 0.25 et 1 MPa sont testées. Le coefficient de frottement du polymère pur est clairement affecté par la température, notamment lorsque celle-ci devient supérieure à 120 - 150 °C. Le phénomène de fading, caractérisant la chute importante du coefficient  $\mu$  en freinage pour les hautes températures, est observé pour notre résine. Le coefficient de frottement prend une valeur comprise entre 0.2 et 0.25 lorsque la température de contact devient supérieure à 250 °C. Il intervient généralement plutôt pour des valeurs de 300 à 350 °C dans la littérature mais il s'agit dans ce cas de matériaux complexes. Les températures de contact de l'étude sont calculées par le modèle thermique inverse monodimensionnel.

Le chargement du polymère par des billes d'acier (20%) a pour effet de repousser la chute du coefficient de frottement à une température plus élevée. Il commence à diminuer autour de 200 °C et se stabilise pour une température supérieure à 300 °C. La pression et la vitesse de glissement ont également un effet sur la valeur du coefficient de frottement que ce soit pour la résine pure ou pour le composite. Le coefficient  $\mu$  a plutôt tendance à augmenter quand la pression augmente et à diminuer quand la vitesse de glissement est plus importante. L'effet est cependant moins marqué que pour la température.

Les particules forment des plateaux de contact privilégiés. Une distance comprise entre 5 et 12  $\mu\text{m}$  est mesurée par profilométrie selon si la montée en température du pion a été importante ou non lors de l'essai précédent. Cette formation de plateau est attribuée à la faible résistance à l'usure abrasive du polymère devant l'acier et retrait dû à la dilatation thermique après refroidissement. Ces zones de contact privilégiées sont dans le cadre d'étude pour bâtir un modèle à l'échelle de la particule, afin d'investiguer l'influence de la localisation du contact sur le renfort et sa tenue dans la résine.

L'approche numérique proposée consiste à identifier les facteurs favorisant l'arrache-

ment d'une charge de la matrice. Le frottement est simulé sur un Volume Local d'Étude (VLE) en imposant une pression de contact et une contrainte de cisaillement sur la particule. L'objectif de cette modélisation est de calculer la probabilité de rupture de la liaison en vue de prédire l'usure globale du système par décohésion des renforts. L'interface est modélisée par des éléments cohésifs, adaptés à l'étude de l'endommagement d'une liaison renfort - matrice.

Les propriétés rhéologiques de la résine (élasticité, plasticité) et de l'interface (loi cohésive) sont obtenues par des essais mécaniques dans une étuve pour la gamme de température rencontrée sur le HST. La rigidité de la résine est clairement affectée par la condition de température passant de 8 GPa à 20 °C à 0.8 GPa à 350 °C. Ce changement important de comportement mécanique peut être mis en parallèle avec les différences observées sur le HST pour le mode d'usure. À basse température, l'usure de la résine pure est essentiellement abrasive, comme en témoigne le motif de rugosité du disque que l'on retrouve sur le pion. Pour des montées en températures supérieures à 300 °C, l'état de surface du pion en résine est plus irrégulier et le détachement de plaquettes de polymères est observé.

Concernant la cohésion de la charge, les paramètres de la loi d'interface mésoscopique sont calculés à partir de données macroscopiques tirées d'essais de fissuration. La contrainte initiant l'endommagement et l'énergie restituée pour rompre la liaison sont déterminées pour les températures d'études. Les simulations sur le VLE montrent que pour les valeurs extrêmes de pression et de température testée, 12 à 18 % de l'énergie est libérée par l'interface pour une particule usée. Pour les moins usées, leur confinement dans la matrice les protège de toute rupture.

Le modèle mésoscopique corrèle les essais sur le HST. Le déchaussement est très peu observé pour les essais où la montée en température est inférieure à 50 °C. Numériquement, la quantité d'énergie relaxée est quasi nulle quels que soient la pression et le coefficient de frottement. Pour une élévation supérieure à 300 °C et une haute pression, le nombre de cavités formées est plus important. Le calcul statique n'aboutit pas à la rupture de l'intégralité de l'interface, mais pour une particule usée avec une température de 350°C et une pression de 5 MPa, la liaison est partiellement rompue et au moins 12% de l'énergie est restituée. L'arrachement d'une particule est dans ce cas beaucoup plus probable.

Les simulations de contact sur le VLE apportent un certain nombre d'informations sur les conditions favorisant le départ d'un renfort de la matrice. Cependant, pour une analyse plus complète, il serait nécessaire par la suite de prendre en compte des aspects non considérés tels que les effets dynamiques. Chaque interface matrice-particule a par ailleurs un historique de dégradation ; les passages successifs du disque même pour de faibles valeurs d'effort induisent nécessairement une fatigue de la liaison. L'utilisation d'une loi de fatigue dans le VLE permettrait de mieux estimer la probabilité de décohésion de la particule.



Une orientation envisagée pour comprendre les mécanismes locaux à l'échelle des particules est la simulation par des éléments discrets (DEM). Le laboratoire TEMPO s'intègre actuellement dans un projet de simulation numérique autour de la plateforme de calcul GRANO. Cette modélisation est une alternative aux éléments finis particulièrement adaptée à l'étude à l'échelle mésoscopique. Cette technique permet de comprendre qualitativement les phénomènes d'écoulement et d'interaction entre particules dans le troisième corps [IOR05].

La plateforme HST mise en place au cours de ces travaux est destinée à l'étude des contacts à grande vitesse pour des applications diverses. Pour faire suite notamment aux travaux de l'équipe MSM sur le frottement en usinage, le tribomètre permet désormais d'accéder à des vitesses de glissement plus importantes que pour les essais menés sur l'Upsetting Sliding Test où la vitesse maximale testée était de  $0.5 \text{ m.s}^{-1}$  [BRO09]. Le HST fait désormais l'objet de campagnes expérimentales sur des plaquettes de frein commerciales. Dans le cadre d'une thèse en partenariat avec DAIMLER, leur comportement en frottement est identifié pour la prédiction des phénomènes de crissement. Le dispositif télémétrique doit désormais être transféré sur le HST et permettra d'étudier les transferts thermiques pour des vitesses de glissement importantes. L'adaptation de modules destinés à recevoir des accéléromètres permettra de mesurer simultanément les vibrations du disque au cours d'un essai et d'investiguer les très probables corrélations avec le coefficient de frottement.

Le couplage des mesures locales de température dans le disque et dans le pion à une mesure de température par pyrométrie optique à l'interface disque-patin, via une fenêtre en fluorine transparente aux infrarouges localisée dans le patin, peut également s'avérer riche en informations. Le couplage de ce type de mesures locales aux méthodes inverses peut permettre d'identifier, l'évolution de la température du contact, de la résistance de contact fortement liée à la formation du troisième corps ainsi que l'émissivité de la surface du disque. Ce dernier paramètre est extrêmement lié à l'évolution de la température et à l'état de surface du disque au cours d'un freinage, notamment en ce qui concerne la rugosité et la concentration en particules de natures différentes. Connaître l'évolution de l'émissivité peut être d'une aide précieuse pour la compréhension des mécanismes fondamentaux de modification de la structure du disque lors d'un usinage ou du frottement à grande vitesse. En terme de simulation thermique, l'approche inverse développée dans ce travail peut également être approfondie et surtout complétée par une analyse plus fine à l'échelle du troisième corps en tenant compte des transferts thermiques et de la constriction des lignes de flux dans cette interface composée de particules.

Au cours de ces travaux avait également été évoqué d'étudier les transferts de chaleur dans le Volume Local d'Étude. La température de contact est calculée à l'échelle macroscopique et il serait intéressant d'évaluer les gradients locaux de température entre la charge et la résine. L'essor actuel des éléments discrets serait également une alternative

pour l'identification de la résistance thermique de contact ; cette technique permettrait de prendre en compte les déplacements des particules du troisième corps pour calculer une résistance thermique locale à une échelle où une approche par la théorie des milieux continus n'est plus valable.



# Bibliographie

- [AND90] A. Anderson. “Hot spotting in automotive friction systems”. *Wear*, Vol. 135, No. 2, pp. 319–337, 1990.
- [ARC53] J. Archard. “Contact and rubbing of flat surfaces”. *Journal of Applied Physics*, Vol. 24, No. 8, pp. 981–988, 1953.
- [AST01] ASTM. “Standard Test Method for Determining Specific Heat Capacity by Differential Scanning Calorimetry”. Norme ASTM E1269, 2001.
- [AST02] ASTM. “Standard Test Method for Compressive Properties of Rigid Plastics”. Norme ASTM D695, 2002.
- [AST03] ASTM. “Standard Test Method for Tensile Properties of Plastics”. Norme ASTM D638, 2003.
- [AST99a] ASTM. “Standard Test Method for Evaluating the Resistance to Thermal Transmission of Materials by the Guarded Heat Flow Meter Technique”. Norme ASTM E1530, 1999.
- [AST99b] ASTM. “Test Methods for Plane-Strain Fracture Toughness and Strain Energy Release Rate of Plastic Materials”. Norme ASTM D5045, 1999.
- [BAR69] J. Barber. “Thermoelastic Instabilities in the Sliding of Comforming Solids”. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences*, Vol. 312, No. 1510, pp. 381–394, 1969.
- [BAU08] J. Bauzin, N. Laraqi, and A. Bâiri. “Estimation of thermal contact parameters at the interface of two sliding bodies”. *Journal of Physics : Conference Series*, Vol. 135, 2008.
- [BEC85] J. Beck and B. Blackwell. *Inverse heat conduction : ill-posed problems*. Wiley, New York, 1985.
- [BER88] Y. Berthier, L. Vincent, and M. Godet. “Velocity accommodation in fretting”. *Wear*, Vol. 125, No. 1-2, pp. 25–38, 1988.
- [BIJ05] J. Bijwe, N. Majumdar, and B. Satapathy. “Influence of modified phenolic resins on the fade and recovery behavior of friction materials”. *Wear*, Vol. 259, No. 7-12, pp. 1068–1078, 2005.
- [BLA98] G. Blanc, M. Raynaud, and T. Chau. “A guide for the use of the function specification method for 2D inverse heat conduction problems”. *Revue Générale de Thermique*, Vol. 37, No. 1, pp. 17–30, 1998.

- [BLO63] H. Blok. “The flash temperature concept”. *Wear*, Vol. 6, No. 6, pp. 483–494, 1963.
- [BOU06] T. Bouache. *Comportement thermique et caractérisation des échanges interfaciaux d’un frein à disque par approches théoriques et expérimentales*. Thèse de doctorat, Paris X, 2006.
- [BOU10] B. Bourouga, E. Guillot, B. Garnier, and L. Dubar. “Experimental study of thermal sliding contact parameters at interface seat of large strains”. *International Journal of Material Forming*, Vol. 3, No. S1, pp. 821–824, 2010.
- [BOY85] H. Boyer and T. Gall. *Metals Handbook*. american society for metals Ed., 1985.
- [BRO07] J. Brocail, M. Watremez, L. Dubar, and B. Bourouga. “High Speed Machining : A New Approach To Friction Analysis At Tool-Chip Interface”. In : *AIP Conference Proceedings*, pp. 685–690, Zaragoza (Spain), 2007.
- [BRO09] J. Brocail. *Analyse expérimentale et numérique du contact à l’interface outil-copeau lors de l’usinage à grande vitesse de métaux*. Thèse de doctorat, Université de Valenciennes et du Hainaut Cambrésis, Valenciennes, 2009.
- [CAR89] J. Carré. “Théorie du freinage”. *Techniques de l’ingénieur*, 1989.
- [CAR90] J. Carré. “Technologie du freinage - Organes de friction”. *Techniques de l’ingénieur*, 1990.
- [CHA02] N. Chandra. “Some issues in the application of cohesive zone models for metal-ceramic interfaces”. *International Journal of Solids and Structures*, Vol. 39, No. 10, pp. 2827–2855, 2002.
- [CHO06] M. Cho, J. Ju, S. Kim, and H. Jang. “Tribological properties of solid lubricants (graphite, Sb<sub>2</sub>S<sub>3</sub>, MoS<sub>2</sub>) for automotive brake friction materials”. *Wear*, Vol. 260, No. 7-8, pp. 855–860, 2006.
- [DAO08] E. Daouben, A. Dubois, M. Dubar, L. Dubar, R. Deltombe, N. T. Dinh, and L. Lazarotto. “Effects of lubricant and lubrication parameters on friction during hot steel forging”. *International Journal of Material Forming*, Vol. 1, pp. 1223–1226, 2008.
- [DEL01] R. Deltombe. *De la lubrification à la pollution : une contribution à l’étude du laminage à froid*. Thèse de doctorat, Université de Valenciennes et du Hainaut Cambrésis, Valenciennes, 2001.
- [DEN00] J. Denape and N. Laraqi. “Aspect thermique du frottement : mise en évidence expérimentale et éléments de modélisation”. *Mécanique & Industries*, Vol. 1, No. 6, pp. 563–579, 2000.
- [DMI08] A. Dmitriev, W. Osterle, and H. Klob. “Numerical simulation of typical contact situations of brake friction materials”. *Tribology International*, Vol. 41, No. 1, pp. 1–8, 2008.
- [DUB05] M. Dubar, A. Dubois, and L. Dubar. “Wear analysis of tools in cold forging : PVD versus CVD TiN coatings”. *Wear*, Vol. 259, No. 7-12, pp. 1109 – 1116, 2005.

- [DUF01] P. Dufrenoy, G. Bodovillé, and G. Degallaix. “Damage mechanism of brake discs under thermomechanical loading”. In : *IXth Int. Conf. on Temperature-fatigue interaction (SF2M-ESIS Conference)*, 2001.
- [ERI00] M. Eriksson. “Tribological surfaces of organic brake pads”. *Tribology International*, Vol. 33, No. 12, pp. 817–827, 2000.
- [ERI01] M. Eriksson. “Wear and contact conditions of brake pads : dynamical in situ studies of pad on glass”. *Wear*, Vol. 249, No. 3-4, pp. 272–278, 2001.
- [ERI02] M. Eriksson. “On the nature of tribological contact in automotive brakes”. *Wear*, Vol. 252, No. 1-2, pp. 26–36, 2002.
- [FIL07] N. Fillot, I. Iordanoff, and Y. Berthier. “Wear modeling and the third body concept”. *Wear*, Vol. 262, No. 7-8, pp. 949 – 957, 2007.
- [GEU98] P. Geubelle and J. Baylor. “Impact-induced delamination of composites : a 2D simulation”. *Composites Part B : Engineering*, Vol. 29, No. 5, pp. 589–602, 1998.
- [GOD84] M. Godet. “The third-body approach : A mechanical view of wear”. *Wear*, Vol. 100, No. 1-3, pp. 437–452, 1984.
- [GRE91] J. Greenwood. “An interpolation formula for flash temperatures”. *Wear*, Vol. 150, No. 1-2, pp. 153–158, 1991.
- [GUI09] E. Guillot. *Etude expérimentale des transferts de chaleur à une interface pièce - outil de coupe*. Thèse de doctorat, Université de Nantes, 2009.
- [GUR07] P. Gurunath and J. Bijwe. “Friction and wear studies on brake-pad materials based on newly developed resin”. *Wear*, Vol. 263, No. 7-12, pp. 1212–1219, 2007.
- [HEG08] V. Hegadekatte, S. Kurzenhauser, N. Huber, and O. Kraft. “A predictive modeling scheme for wear in tribometers”. *Tribology International*, Vol. 41, No. 11, pp. 1020–1031, 2008.
- [HUB10a] C. Hubert. *Stratégie de modélisation de la séquence cisailage-laminage en mise en forme à froid des aciers*. Thèse de doctorat, Université de Valenciennes et du Hainaut Cambrésis, Valenciennes, 2010.
- [HUB10b] C. Hubert, L. Dubar, M. Dubar, and A. Dubois. “Experimental simulation of strip edge cracking in steel rolling sequences”. *Journal of Materials Processing Technology*, Vol. 210, No. 12, pp. 1587–1597, 2010.
- [IOR05] I. Iordanoff, N. Fillot, and Y. Berthier. “Numerical study of a thin layer of cohesive particles under plane shearing”. *Powder Technology*, Vol. 159, No. 1, pp. 46–54, 2005.
- [JAN04] H. Jang, K. Ko, S. Kim, R. Basch, and J. Fash. “The effect of metal fibers on the friction performance of automotive brake friction materials”. *Wear*, Vol. 256, No. 3-4, pp. 406–414, 2004.
- [KAS10] H. Kasem, J. Thevenet, X. Boidin, M. Siroux, P. Dufrenoy, B. Desmet, and Y. Desplanques. “An emissivity-corrected method for the accurate radiome-

- tric measurement of transient surface temperatures during braking”. *Tribology International*, Vol. 43, No. 10, pp. 1823–1830, 2010.
- [KEN97] F. E. Kennedy, D. Frusescu, and J. Li. “Thin film thermocouple arrays for sliding surface temperature measurement”. *Wear*, Vol. 207, No. 1-2, pp. 46–54, 1997.
- [KIM07] S. Kim, M. Hyungcho, K. Hyungcho, and H. Jang. “Complementary effects of solid lubricants in the automotive brake lining”. *Tribology International*, Vol. 40, No. 1, pp. 15–20, 2007.
- [KUS11a] V. Kushch, S. Shmegeera, P. Brondsted, and L. M. Jr. “Numerical simulation of progressive debonding in fiber reinforced composite under transverse loading”. *International Journal of Engineering Science*, Vol. 49, No. 1, pp. 17–29, 2011.
- [KUS11b] V. Kushch, S. Shmegeera, and L. M. Jr. “Explicit modeling the progressive interface damage in fibrous composite : Analytical vs. numerical approach”. *Composites Science and Technology*, Vol. In Press, Corrected Proof, 2011.
- [LAR04] N. Laraqi. “Temperature and thermal resistance in frictional devices”. *Applied Thermal Engineering*, Vol. 24, No. 17-18, pp. 2567–2581, 2004.
- [LAR09] N. Laraqi, N. Alilat, J. G. de Maria, and A. Baïri. “Temperature and division of heat in a pin-on-disc frictional device-Exact analytical solution”. *Wear*, Vol. 266, No. 7-8, pp. 765–770, 2009.
- [LAR96] N. Laraqi. “Phénomène de constriction thermique dans les contacts glissants”. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 39, No. 17, pp. 3717–3724, 1996.
- [LEE02] G. Lee. “A physically-based abrasive wear model for composite materials”. *Wear*, Vol. 252, No. 3-4, pp. 322–331, 2002.
- [LU06] Y. Lu. “A combinatorial approach for automotive friction materials : Effects of ingredients on friction performance”. *Composites Science and Technology*, Vol. 66, No. 3-4, pp. 591–598, 2006.
- [MAJ06] D. Majcherczak, P. Dufrenoy, Y. Berthier, and M. Naitabdelaziz. “Experimental thermal study of contact with third body”. *Wear*, Vol. 261, No. 5-6, pp. 467–476, 2006.
- [MAR63] D. W. Marquardt. “An Algorithm for Least-Squares Estimation of Nonlinear Parameters”. *SIAM Journal on Applied Mathematics*, Vol. 11, No. 2, p. 431, 1963.
- [MCC04] I. Mccoll. “Finite element simulation and experimental validation of fretting wear”. *Wear*, Vol. 256, No. 11-12, pp. 1114–1127, 2004.
- [PAN04] S. Panier. “An experimental investigation of hot spots in railway disc brakes”. *Wear*, Vol. 256, No. 7-8, pp. 764–773, 2004.
- [PLA77] D. Play and M. Godet. “Design of high performance dry bearings”. *Wear*, Vol. 41, No. 1, pp. 25–44, 1977.

- [PLA79] D. Play. *Lift and transport of third bodies with dry friction*. Thèse de doctorat, INSA Lyon, 1979.
- [PSA01] S. Psakhie. “Movable cellular automata method for simulating materials with mesostructure”. *Theoretical and Applied Fracture Mechanics*, Vol. 37, No. 1-3, pp. 311–334, 2001.
- [RAY86] M. Raynaud. “Some comments on the sensitivity to sensor location of inverse heat conduction problems using Beck’s Method”. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 29, No. 5, pp. 815–817, 1986.
- [ROU03] O. Roussette, Y. Desplanques, and G. Degallaix. “Représentativité thermique d’essais tribologiques à échelle réduite”. *Comptes Rendus Mécanique*, Vol. 331, No. 5, pp. 343–349, 2003.
- [SAN01] P. Sanders. “A reduced-scale brake dynamometer for friction characterization”. *Tribology International*, Vol. 34, No. 9, pp. 609–615, 2001.
- [SIR08] M. Siroux, A.-L. Cristol-bulthe, Y. Desplanques, B. Desmet, and G. Degallaix. “Thermal analysis of periodic sliding contact on a braking tribometer”. *Applied Thermal Engineering*, Vol. 28, No. 17-18, pp. 2194–2202, 2008.
- [SIR11] M. Siroux, H. Kasem, J. Thevenet, B. Desmet, and P. Dufrenoy. “Local temperatures evaluation on the pin–disc interface using infrared metrology”. *International Journal of Thermal Sciences*, Vol. 50, No. 4, pp. 486–492, 2011.
- [TAN05a] H. Tan, Y. Huang, C. Liu, and P. Geubelle. “The Mori–Tanaka method for composite materials with nonlinear interface debonding”. *International Journal of Plasticity*, Vol. 21, No. 10, pp. 1890–1918, 2005.
- [TAN05b] H. Tan, C. Liu, Y. Huang, and P. Geubelle. “The cohesive law for the particle/matrix interfaces in high explosives”. *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, Vol. 53, No. 8, pp. 1892–1917, 2005.
- [THE10] J. Thevenet, M. Siroux, and B. Desmet. “Measurements of brake disc surface temperature and emissivity by two-color pyrometry”. *Applied Thermal Engineering*, Vol. 30, No. 6-7, pp. 753–759, 2010.
- [TOH01] K. Tohgo. “The influence of debonding damage on fracture toughness and crack-tip field in glass-particle-reinforced Nylon 66 composites”. *Composites Science and Technology*, Vol. 61, No. 8, pp. 1005–1016, 2001.
- [TVE92] V. Tvergaard and J. Hutchinson. “The relation between crack growth resistance and fracture process parameters in elastic-plastic solids”. *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, Vol. 40, No. 6, pp. 1377–1397, 1992.
- [WAT94] B. Watel, S. Harmand, and B. Desmet. “Etude de faisabilité du refroidissement d’un disque de frein équipé d’un caloduc”. *Entropie*, Vol. 187, pp. 25–37, 1994.
- [WAT95] M. Watremez. *Caractérisations tribologique et thermomécanique de revêtements céramiques élaborés par projection plasma : Application aux disques de freinage ferroviaire à haute énergie*. Thèse de doctorat, Université de Valenciennes et du Hainaut Cambrésis, 1995.



- [XU93] X. Xu and A. Needleman. “Void nucleation by inclusion debonding in a crystal matrix”. *Modelling and Simulation in Materials Science and Engineering*, Vol. 1, No. 2, pp. 111–132, 1993.

## Annexe A

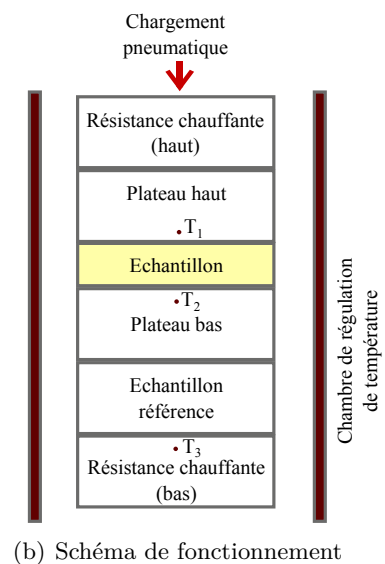
# Mesures des propriétés thermiques de la résine

Les mesures de conductivité thermique et de capacité thermique de la résine sont réalisées au Laboratoire de Matériaux et Procédés de Maubeuge dans la gamme de température rencontrée lors des essais tribologiques.

### Conductivité thermique



(a) Conductivimètre Unitherm 2021



(b) Schéma de fonctionnement

FIGURE A.1 – Conductivimètre du LMPCA

La conductivité thermique est obtenue d'après la norme ASTM E1530 [AST99a] par des mesures sur un conductivimètre Unitherm 2021, représenté sur la figure A.1(a). Ce matériel permet de mesurer des conductivités de matériaux comprises entre  $0.1$  et  $100 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ .

La résistance thermique d'un échantillon cylindrique de diamètre 25.4 mm et d'une épaisseur de 25 mm est déterminée à l'état quasi-stationnaire. Le schéma de fonctionnement de l'appareil est donné sur la figure A.1(b). Le matériau étudié est placé entre deux plateaux métalliques polis dans lesquels sont insérés des thermocouples,  $T_1$  et  $T_2$ , pour mesurer la température de part et d'autre de l'échantillon.

Un échantillon de référence est placé entre le plateau bas et la plaque chauffante du bas et la température est contrôlée par un thermocouple,  $T_3$ , sur la face du dessous. La résistance thermique de la référence étant connue suite à une procédure de calibration, les températures  $T_2$  et  $T_3$  permettent de calculer le flux thermique traversant entre les plateaux de chauffage. La résistance thermique, et par extension la conductivité thermique de l'échantillon, s'obtient par le rapport entre l'écart de température  $T_1 - T_2$  et le flux thermique calculé.

La température est imposée sur les deux plateaux chauffants pour un écart de 30 °C. La colonne est englobée dans une chambre thermorégulée à la température moyenne. Le dispositif permet de mesurer la conductivité des matériaux pour des températures comprises entre 35 et 300 °C.

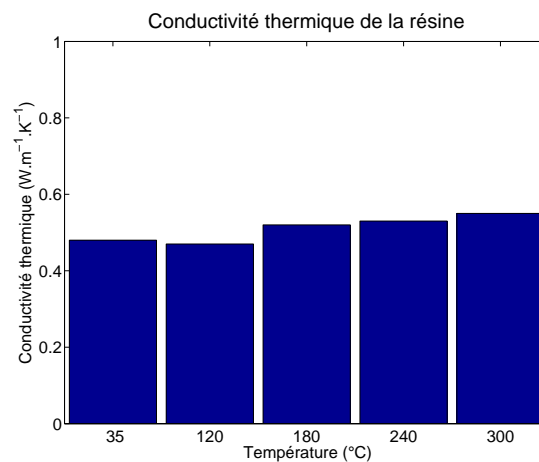


FIGURE A.2 – Conductivité thermique de la résine

La conductivité de la résine est mesurée pour 35, 120, 180, 240 et 300 °C (température de l'enceinte) pour une température de 15 °C supérieure sur le plateau haut et 15 °C inférieure sur le plateau bas. Les valeurs identifiées sont présentées sur la figure A.2. Un effort de compression 138 kPa est imposé comme préconisé par le fabricant pour les échantillons peu rugueux.

Étant donné la faible variation entre les conductivités thermiques mesurées, ce paramètre est considéré constant pour les identifications de flux thermiques par méthode inverse avec une valeur de  $0.5 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ .

## Capacité thermique

La capacité thermique est calculée d'après la norme ASTM E 1269 [AST01] par une analyse calorimétrique différentielle sur Setaram C80, représenté sur la figure A.3. Cet appareillage permet de mesurer l'énergie nécessaire à la montée en température d'un échantillon par comparaison à un échantillon de référence.

Un échantillon de masse  $m^{ech} = 10$  mg est utilisé pour la mesure et le poids est contrôlé



FIGURE A.3 – Mesure de capacité thermique : calorimètre Setaram C80

au cours de l'essai. Le matériau d'étude est placé dans l'enceinte de mesure au sein d'un creuset. Le système mesure la quantité d'énergie supplémentaire  $\Phi^{ech}$  à apporter à cette enceinte pour que celle-ci ait la même montée en température qu'une enceinte de référence dans laquelle est placé le même creuset sans échantillon. Une mesure sur un échantillon de référence, de masse  $m^{ref}$  et de capacité thermique  $c_p^{ref}$  connue, est réalisée pour le même cycle de montée en température afin de déterminer l'énergie nécessaire  $\Phi^{ref}$ .

La capacité thermique du matériau inconnu s'obtient alors par la relation A.1.

$$c_p^{ech} = c_p^{ref} * \frac{\Phi^{ech} * m^{ref}}{\Phi^{ref} * m^{ech}} \quad (\text{A.1})$$

Le calcul de la capacité thermique est réalisé pour les mêmes températures que pour la conductivité. Une montée en température à une valeur de 15 °C inférieure à la va-

leur cible est suivie d'un maintien durant 5 minutes pour s'assurer de l'homogénéité dans l'échantillon. Les enceintes subissent ensuite un cycle de montée de  $20\text{ }^{\circ}\text{C}\cdot\text{min}^{-1}$  jusqu'à une température de  $15\text{ }^{\circ}\text{C}$  supérieure à la température de calcul.

Le résultat des identifications de capacité thermique est représenté sur la figure A.4. Les valeurs sont sensiblement identiques sur la gamme observée avec une valeur moyenne de  $1000\text{ J}\cdot\text{kg}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$ . Seul le coefficient calculé pour une température de  $120\text{ }^{\circ}\text{C}$  est légèrement supérieur,  $1100\text{ J}\cdot\text{kg}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$ , ce qui pourrait correspondre à un changement dans la structure. La capacité thermique est prise constante pour le calcul des champs thermiques dans la résine.

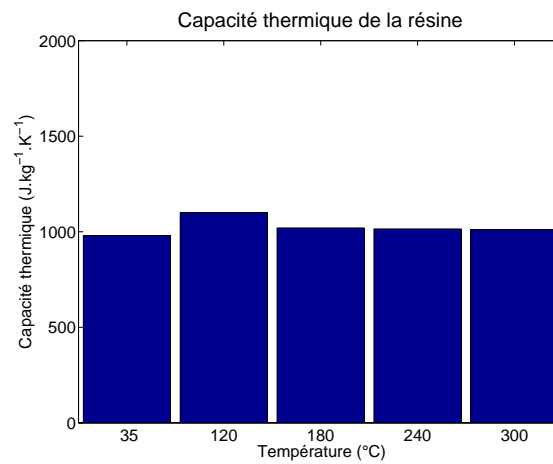


FIGURE A.4 – Capacité thermique de la résine

## Annexe B

# Rigidité de l'interface $k_{\sigma}$

Étant donné l'impossibilité d'identifier la rigidité de l'interface  $k_{\sigma}$  de l'interface matrice - particule, une simulation pour plusieurs valeurs représentatives est menée. La sollicitation en traction d'un élément de résine relié à un élément d'acier par un élément cohésif est réalisée pour les rigidités  $k_{\sigma}$  suivantes :  $1.10^5 \text{ MPa.mm}^{-1}$ ,  $1.10^6 \text{ MPa.mm}^{-1}$ ,  $1.10^7 \text{ MPa.mm}^{-1}$  et  $1.10^8 \text{ MPa.mm}^{-1}$ . Dans cette annexe n'est présentée que la situation à température ambiante. La contrainte seuil de début d'endommagement est de 41 MPa et l'énergie restituée lors de la rupture de la liaison est de  $72 \text{ J.m}^{-2}$ . Les tailles des éléments sont similaires à celles utilisées dans le modèle. Les conditions aux limites imposées sont détaillées sur la figure B.1.

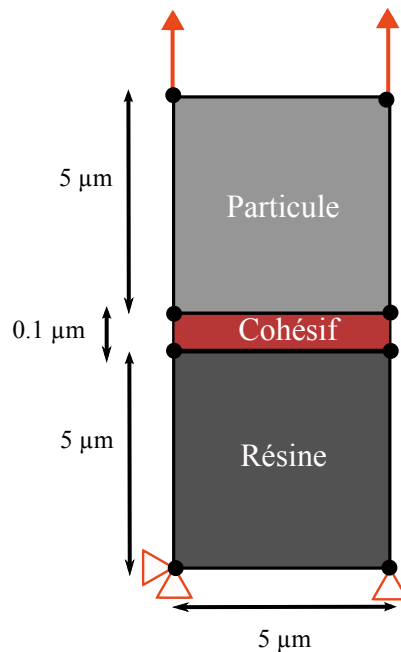


FIGURE B.1 – Cas test d'étude de l'influence de la rigidité  $k_{\sigma}$  sur la réponse de l'élément cohésif

La contrainte de traction dans l'élément cohésif est représentée sur la figure B.2 en fonction de l'ouverture de la liaison pour les valeurs de  $k_\sigma$  testées. L'évolution est similaire pour les trois rigidités les plus importantes. La contrainte seuil est atteinte pour une distance de  $0.5 \mu\text{m}$  pour  $k_\sigma = 1.10^5 \text{ MPa}\cdot\text{mm}^{-1}$  et devient nulle pour un allongement de  $3.9 \mu\text{m}$ . Pour les autres cas, la contrainte seuil est atteinte pour une ouverture inférieure à  $0.05 \mu\text{m}$  et elle s'annule pour chacune à un allongement compris entre  $3.5$  et  $3.55 \mu\text{m}$ .

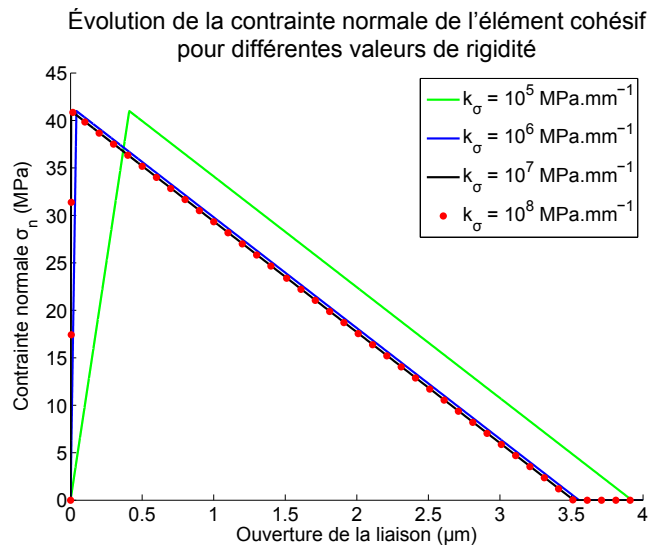


FIGURE B.2 – Contrainte normale de traction dans l'élément cohésif à  $20 \text{ }^\circ\text{C}$  pour différentes valeurs de  $k_\sigma$

Si on s'intéresse à l'évolution de la variable d'endommagement  $D$ , le choix de la rigidité est déterminant. La figure B.3 montre cette variable dans l'élément cohésif en fonction de l'ouverture de la liaison. Pour  $k_\sigma = 1.10^5 \text{ MPa}\cdot\text{mm}^{-1}$ , elle atteint une valeur supérieure à  $0.9$  lorsque l'élément est étiré de  $3 \mu\text{m}$  alors pour  $k_\sigma = 1.10^7 \text{ MPa}\cdot\text{mm}^{-1}$ , cette valeur est atteinte pour un déplacement inférieur à  $0.1 \mu\text{m}$ . L'analyse de la décohésion de la charge ne peut être réalisée en se référant à la dégradation de la rigidité étant donné l'influence du choix du paramètre  $k_\sigma$  initial.

En terme d'énergie dissipée, la valeur de rigidité attribuée n'a pas de rôle majeur comme représenté sur la figure B.4. On observe comme pour l'évolution de la contrainte que l'énergie est dissipée plus tardivement pour la rigidité la plus faible. Pour les trois autres valeurs, les courbes ouverture de la liaison - énergie restituée sont sensiblement identiques. Une faible erreur est commise sur la quantité d'énergie en prenant une valeur comprise entre  $1.10^6$  et  $1.10^8 \text{ MPa}\cdot\text{mm}^{-1}$ . Cette vérification est également menée pour une température de  $350 \text{ }^\circ\text{C}$  et aboutit à la même conclusion. La rigidité  $k_\sigma = 1.10^8 \text{ MPa}\cdot\text{mm}^{-1}$  est finalement retenue pour les simulations et la décohésion de la particule est traitée sur la base du critère énergétique.

Évolution de la variable d'endommagement D de l'élément cohésif pour différentes valeurs de rigidité

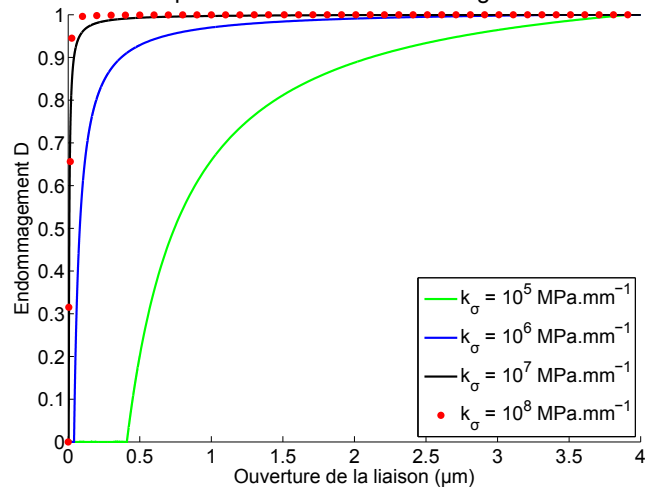


FIGURE B.3 – Évolution de la variable d'endommagement D dans l'élément cohésif à 20 °C pour différentes valeurs de  $k_\sigma$

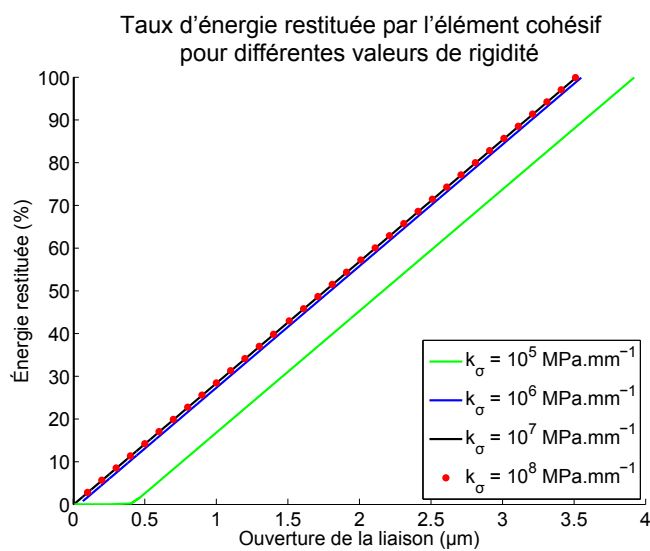


FIGURE B.4 – Restitution de l'énergie dans l'élément cohésif à 20 °C pour différentes valeurs de  $k_\sigma$