

THÈSE

RÉPONSES THERMO-MÉCANIQUES DES INTERFACES TRIBOLOGIQUES Cas du freinage aéronautique

Présentée devant
l'Institut National des Sciences Appliquées de Lyon

pour obtenir
le **GRADE DE DOCTEUR**

École doctorale :
Mécanique, Énergétique, Génie Civil, Acoustique

Spécialité :
Mécanique

par
Jérôme RIVIERE
Ingénieur de Polytech Paris-Sud

Thèse soutenue le 23 novembre 2015 devant la Commission d'examen

Jury MM.

Président	N. LARAQI	Professeur (Univ. Paris Ouest)
Rapporteur	C. MARTIN	DR CNRS (Grenoble-INP)
Rapporteur	M. NAIT-ABDELAZIZ	Professeur (Univ. Lille 1)
Examinateur	R. ARTONI	CR (IFSTTAR Nantes)
Examinatrice	D. BAILLIS	Professeur (INSA de Lyon)
Directeur	Y. BERTHIER	DR CNRS (INSA de Lyon)
Co-directeur	M. RENOUF	CR HDR CNRS (Univ. de Montpellier)
Encadrant	J.-B. VANEY	Ingénieur (SAFRAN Messier-Bugatti-Dowty)
Invité	M. CHAMPAGNE	Docteur (SAFRAN Messier-Bugatti-Dowty)

Laboratoire de Mécanique des Contacts et des Structures (LaMCoS)
UMR 5259 CNRS - INSA de Lyon
18-20 rue des Sciences, 69621 Villeurbanne Cedex (FRANCE)

INSA Direction de la Recherche - Ecoles Doctorales – Quinquennal 2011-2015

SIGLE	ECOLE DOCTORALE	NOM ET COORDONNEES DU RESPONSABLE
CHIMIE	CHIMIE DE LYON http://www.edchimie-lyon.fr Sec : Renée EL MELHEM Bat Blaise Pascal 3 ^e etage 04 72 43 80 46 Insa : R. GOURDON secretariat@edchimie-lyon.fr	M. Jean Marc LANCELIN Université de Lyon – Collège Doctoral Bât ESCPE 43 bd du 11 novembre 1918 69622 VILLEURBANNE Cedex Tél : 04.72.43 13 95 directeur@edchimie-lyon.fr
E.E.A.	ELECTRONIQUE, ELECTROTECHNIQUE, AUTOMATIQUE http://edeea.ec-lyon.fr Sec : M.C. HAVGOUDOUKIAN Ecole-doctorale.eea@ec-lyon.fr	M. Gérard SCORLETTI Ecole Centrale de Lyon 36 avenue Guy de Collongue 69134 ECULLY Tél : 04.72.18 60.97 Fax : 04 78 43 37 17 Gerard.scorletti@ec-lyon.fr
E2M2	EVOLUTION, ECOSYSTEME, MICROBIOLOGIE, MODELISATION http://e2m2.universite-lyon.fr Sec : Safia AIT CHALAL Bat Atrium- UCB Lyon 1 04.72.44.83.62 Insa : S. REVERCHON Safia.ait-chalal@univ-lyon1.fr	M. Fabrice CORDEY Laboratoire de Géologie de Lyon Université Claude Bernard Lyon 1 Bât Géode – Bureau 225 43 bd du 11 novembre 1918 69622 VILLEURBANNE Cédex Tél : 04.72.44.83.74 Sylvie.reverchon-pescheux@insa-lyon.fr fabrice.cordey@univ-lyon1.fr
EDISS	INTERDISCIPLINAIRE SCIENCES-SANTE http://www.ediss-lyon.fr Sec : Safia AIT CHALAL Bat Atrium – UCB Lyon 1 04 72 44 83 62 Insa : Safia.ait-chalal@univ-lyon1.fr	Mme Emmanuelle CANET-SOULAS INSERM U1060, CarMeN lab, Univ. Lyon 1 Bâtiment IMBL 11 avenue Jean Capelle INSA de Lyon 696621 Villeurbanne Tél : 04.72.11.90.13 Emmanuelle.canet@univ-lyon1.fr
INFOMATHS	INFORMATIQUE ET MATHEMATIQUES http://infomaths.univ-lyon1.fr Sec : Renée EL MELHEM Bat Blaise Pascal 3 ^e etage infomaths@univ-lyon1.fr	Mme Sylvie CALABRETTO LIRIS – INSA de Lyon Bat Blaise Pascal 7 avenue Jean Capelle 69622 VILLEURBANNE Cedex Tél : 04.72. 43. 80. 46 Fax 04 72 43 16 87 Sylvie.calabretto@insa-lyon.fr
Matériaux	MATERIAUX DE LYON http://ed34.universite-lyon.fr Sec : M. LABOUNE PM : 71.70 –Fax : 87.12 Bat. Saint Exupéry Ed.materiaux@insa-lyon.fr	M. Jean-Yves BUFFIERE INSA de Lyon MATEIS Bâtiment Saint Exupéry 7 avenue Jean Capelle 69621 VILLEURBANNE Cedex Tél : 04.72.43 71.70 Fax 04 72 43 85 28 Ed.materiaux@insa-lyon.fr
MEGA	MECANIQUE, ENERGETIQUE, GENIE CIVIL, ACOUSTIQUE http://mega.universite-lyon.fr Sec : M. LABOUNE PM : 71.70 –Fax : 87.12 Bat. Saint Exupéry mega@insa-lyon.fr	M. Philippe BOISSE INSA de Lyon Laboratoire LAMCOS Bâtiment Jacquard 25 bis avenue Jean Capelle 69621 VILLEURBANNE Cedex Tél : 04.72 .43.71.70 Fax : 04 72 43 72 37 Philippe.boisse@insa-lyon.fr
ScSo	ScSo* http://recherche.univ-lyon2.fr/scso/ Sec : Viviane POLSINELLI Brigitte DUBOIS Insa : J.Y. TOUSSAINT viviane.polsinelli@univ-lyon2.fr	Mme Isabelle VON BUELTZINGLOEWEN Université Lyon 2 86 rue Pasteur 69365 LYON Cedex 07 Tél : 04.78.77.23.86 Fax : 04.37.28.04.48 isavonb@dbmail.com

*ScSo : Histoire, Géographie, Aménagement, Urbanisme, Archéologie, Science politique, Sociologie, Anthropologie

*Les miracles ne sont pas des choses qui vont à l'encontre des lois de la nature ;
nous pensons ainsi parce qu'en réalité nous ne connaissons pas les lois de la nature.*

Paulo Coelho. Le manuscrit retrouvé (2013).

A mes grands-parents, à Marie,

Remerciements

Ce manuscrit de thèse clôt un peu plus de trois ans de recherche en tribologie. Thèse qui a été financée sous convention CIFRE par SAFRAN Messier-Bugatti-Dowty et préparée au Laboratoire de Mécanique des Contacts et des Structures (LaMCoS).

Je remercie Monsieur David Dureisseix, directeur du LaMCoS, de m'avoir accueilli au sein du laboratoire afin de pouvoir exercer ce travail de thèse.

Je remercie vivement la commission d'examen qui m'a autorisé à soutenir cette thèse. Merci à Monsieur Najib Laraqi de l'honneur qu'il m'a fait en acceptant de présider ce jury de thèse. Merci également à Messieurs Christophe Martin et Moussa Nait-Abdelaziz d'avoir rapporté ce manuscrit de thèse. Je remercie Monsieur Riccardo Artoni et Madame Dominique Baillis pour l'intérêt porté à mon travail et d'avoir accepté d'en être examinateurs.

Mes chaleureux remerciements s'adressent à mes directeurs de thèse pour la confiance qu'ils m'ont accordée à mener cette aventure avec simplicité : a-t-on réussi à minimiser le frottement issu de nos caractères respectifs ? Merci à Yves Berthier d'avoir partagé sa passion pour la tribologie : une des rares sciences qui empêche, à un tel stade d'études, d'aller vers trop d'hyperspécialisation. Merci d'avoir soutenu le développement de mon travail expérimental et d'approfondir incessamment nos conceptualisations des phénomènes (intelligents ?) au contact. Merci à Mathieu Renouf pour son accompagnement indéfectible en matière de tribologie numérique. Merci d'avoir fait croître mon intérêt et mon questionnement pour cette science. Merci d'avoir encouragé ma participation à plusieurs conférences et cours ainsi que d'avoir "freiné" avec bienveillance, mon exaltation débordante lorsque c'était nécessaire.

Toute ma gratitude est naturellement dédiée à mes encadrants industriels. Malgré la distance entre Villeurbanne et Vélizy, je remercie Jean-Baptiste Vaney pour sa patience, sa confiance et son suivi régulier des travaux de recherche. Merci de votre accueil et de m'avoir fait rencontrer des personnes des sites de Vélizy ou de Villeurbanne, que je souhaite ici remercier, me permettant de mieux appréhender toutes les subtilités d'un "puits de chaleur". Merci en particulier de m'avoir inculqué des techniques en termes d'analyse et de synthèse des résultats. Je remercie par ailleurs Emmanuel Colin d'avoir été instigateur de ce projet et Matthieu Champagne pour son support, en toute connaissance de cause, lors des "difficultés" de la fin de thèse.

Dans une autre mesure, je tiens à exprimer ma reconnaissance aux personnes qui se sont jointes à ce travail. Merci à Coumba Mbodj et Magali Busquet pour leurs compléments numériques sur les aspects multi-échelles du freinage aéronautique. Merci à Mathieu Lambert et à Édouard Régis pour leur aide précieuse à la conception et au montage expérimental de la "boîte granulaire". Merci à Dominique Baillis pour m'avoir éclairé certaines notions sur les transferts thermiques et attisé ma curiosité sur les phénomènes radiatifs. Merci à Alexandra Podgourskaia puis Emmanuel Montero pour leur assistance aux tâches administratives et logistiques.

Bien évidemment, mille mercis à tous mes collègues de l'équipe Tribologie et Mécanique des Interfaces (TMI) et du laboratoire, côtoyés de près ou de loin, pour la richesse de nos échanges scientifiques, culturels, sportifs (basket !), politiques ou philosophiques associés à tout ce qui conduit au rire. Ils m'ont permis de réaliser plusieurs thèses au sein de la thèse concernant des thèmes comme la prise de recul, l'ouverture d'esprit et la sagesse. Mes pensées se dirigent vers Mariano, Hung, Fangfang, Guillaume, Rudy, Daniele, Bogdan, Davide, Arnaud, Jacopo, Sayed, Benoît, Marion, Komla, Ghassene, Serge, Eymard, Nicolas, Jean-David, Vincent, Pierrick, Julian, Fabien, Maria, Hussam, Marine, ...

Je souhaite très sincèrement remercier mes anciens encadrants et professeurs, qui durant mon cursus à l'Université Paris-Sud et à l'ETS Montréal ont contribué à renforcer mon goût pour la recherche et donner l'envie de poursuivre aussi loin.

Enfin, je manifeste à ma famille et à ma belle-famille mes plus profonds remerciements. Merci de continuer à me soutenir tout au long de ces années dans mes choix de parcours ainsi que dans tous mes différents projets. Merci à ma tendre épouse, Marie, pour sa compréhension, sa patience et pour poursuivre, chaque jour, notre chemin main dans la main.

Résumé

En aéronautique, l'optimisation du fonctionnement des freins de roue nécessite qu'ils aient des comportements tribologiques qui décèlent progressivement les avions tout en maximisant l'endurance des freins. Ces comportements sont obtenus par le biais d'empilements de disques en composites carbone-carbone situés dans la jante de chaque roue qui, mis en contact par l'action d'une couronne hydraulique, transforment, emmagasinent puis restituent l'énergie de freinage. La jante, la couronne hydraulique (mécanisme), les disques (premiers corps) et le film intercalaire (troisième corps) constituent le triplet tribologique qui gouverne le freinage. Du fait du confinement du "contact" entre les disques d'une part, et entre les disques et la jante d'autre part, la compréhension locale des phénomènes énergétiques (conversions thermo-mécaniques) opérant pendant le freinage, nécessite un découplage des phénomènes tribologiques mis en jeu, en particulier au niveau de la "peau" des premiers corps et du troisième corps (échelle locale).

Le découplage, difficile à établir expérimentalement, est réalisé dans cette étude par une modélisation numérique la plus réaliste possible des circuits tribologiques thermo-mécaniques activés (flux de matière et d'énergie). Cette dernière est obtenue en enrichissant la méthode des éléments discrets afin de prendre en compte les arrangements locaux des constituants des premiers et troisième corps. Ces enrichissements sont confrontés numériquement et expérimentalement, à l'aide d'une "boîte granulaire" instrumentée, puis exploités pour analyser les réponses thermo-mécaniques des premiers et troisième corps.

Les analyses suggèrent qu'une "dégradation seuil" des premiers corps engendre des arrangements locaux aux comportements thermo-mécaniques singuliers, même si l'énergie globale appliquée (pression \times vitesse) est constante. Par exemple, les constituants du troisième corps induisent des phénomènes conservatifs tels que la formation de "rouleaux thermiques" liée à la recirculation locale du troisième corps, et des phénomènes dissipatifs tels que la conduction de la chaleur par le biais des hétérogénéités (paquets de fibres) des premiers corps.

Les arrangements locaux, les endommagements, ... peuvent être caractérisés par des mesures numériques de résistance thermique de contact qui résultent de la compétition entre des énergies à l'échelle locale et des énergies à l'échelle globale (mécanisme). Cette résistance permet de distinguer dans les bilans d'énergie thermo-mécaniques, en plus des phénomènes dissipatifs bien connus, les phénomènes conservatifs qui amènent le triplet tribologique vers un équilibre. Dans le cas du freinage, l'équilibre est conditionné par le choix des arrangements qui restreignent l'usure (phénomènes conservatifs), et de ceux qui maximisent l'évacuation de la chaleur hors du contact (phénomènes dissipatifs).

Mots clés : freinage aéronautique, tribologie, méthode des éléments discrets, triplet tribologique, endommagement, thermique, usure, résistance thermique de contact.

Summary

In aeronautics, optimizing the operation of wheel brakes requires tribological behaviors which gradually decelerate aircrafts while maximizing endurance brakes. These behaviors are obtained through stacks of carbon-carbon composite discs located in the rim of each wheel which, brought into contact by action of pistons housing, transform, store and restore the braking energy. Rim, pistons housing (mechanism), discs (first body) and the separating film (third body) constitute the tribological triplet governing braking. Due to confinement of the "contact" firstly between discs, and secondly between discs and rim, the local understanding of energetical phenomena (thermo-mechanical conversions) operating during braking, requires a decoupling of tribological phenomena, especially at the scale of "skins" of the first body and third body (local scale).

Such decoupling, experimentally difficult to operate, is performed in this study by a more realistic numerical modeling of activated tribological thermo-mechanical circuits (matter and energy flows). The modeling is obtained by enriching a discrete element method in order to take into account the local arrangements of the first and third body constituents. These enhancements are numerically and experimentally compared, using a "granular box" instrumented and used to analyze thermo-mechanical responses of first and third bodies.

Analyses suggest that a "threshold degradation" of first body generates local arrangements to singular thermo-mechanical behavior, even if the global applied energy (pressure \times speed) is constant. For example, constituents of third body induce conservative phenomena such as formation of "heat rollers" linked to local recirculation of third body, and dissipative phenomena such as heat conduction through heterogeneities (fiber bundles) of first body.

Local arrangements, damaging, ... can be characterized by numerical measures of thermal contact resistance which result from competition between energies at local scale and energies at global scale (mechanism). This resistance becomes here a probe of local arrangements. It distinguishes in thermo-mechanical energy balances, in addition to well-known dissipative phenomena, the conservative phenomena that lead to the tribological triplet balance. In the case of braking, balance is determined by the choice of arrangements which restrict wear (conservative phenomena), and the ones they maximize evacuation of heat from the contact (dissipative phenomena).

Keywords: aircraft braking, tribology, discrete element method, tribological triplet, damage, thermal science, wear, thermal contact resistance.

Sommaire

Sommaire	i
Liste des symboles	v
Liste des figures	ix
Liste des tableaux	xvii
Glossaire	xix
Introduction	1
1 État de l'art sur la thermo-mécanique du freinage	5
1.1 Définition et enjeux du freinage aéronautique	6
1.1.1 Arriver à bon port grâce aux freins de roue	7
1.1.2 Retour sur l'avènement des composites carbone-carbone	9
1.2 Des essais de freinage...	12
1.2.1 ...à l'échelle macroscopique pour la performance et l'endurance	12
1.2.2 ...à l'échelle microscopique pour la compréhension	14
1.2.3 ...numériques	16
1.2.4 Des modèles thermo-mécaniques macroscopiques sans attentions tribologiques	18
1.3 Tribologie numérique du freinage	18
1.3.1 Rappels et réflexions autour de notions...	19
1.3.2 Modèles tribo-thermo-mécaniques analytiques	29
1.3.3 Modèles tribo-thermo-mécaniques numériques	32
1.4 Des modèles à trois corps pour reconstituer le circuit tribologique	35
2 Construction du modèle numérique thermo-mécanique	39
2.1 Quelles propriétés et comportements modéliser ?	40
2.2 Modélisation par éléments discrets : du milieu discret à la discrétisation fictive	41
2.3 Modélisation mécanique	42
2.3.1 Généralités via la dynamique des contacts non régulière	42
2.3.2 Interactions et sollicitations	45
2.3.3 Spécificités liées aux lois d'interaction	45
2.3.4 Représentativité des lois d'interaction	49
2.4 Modélisation thermique	54
2.4.1 Description physique	54
2.4.2 Équation de la chaleur appliquée à la méthode des éléments discrets	55
2.4.3 Gestion des conditions limites thermiques	66
2.4.4 Formalisme dans le cas d'un milieu continu	69

2.4.5	Formalisme dans le cas de milieux semi-continus	71
2.5	LMGC90 : plate-forme de développement	77
2.6	Mesures numériques	77
2.6.1	Grandeurs caractéristiques d'un endommagement	78
2.6.2	Grandeurs rhéologiques	79
2.6.3	Grandeurs thermiques	79
2.7	Proposition d'un cadre numérique discret thermo-mécanique enrichi	81
3	Performance de freinage et phénomènes seuils	85
3.1	Modèle thermo-mécanique local	86
3.1.1	Des avantages d'explorer des effets multiparamétrique...	86
3.1.2	...aux limites des hypothèses numériques	88
3.1.3	Impacts de la distribution des hétérogénéités	90
3.1.4	Rôle du volume sur les phénomènes à l'interface de contact	96
3.2	Effets des sollicitations appliquées à l'échantillon	100
3.2.1	Des mesures globales...	100
3.2.2	...aux mesures locales	108
3.2.3	Vers un même produit Pression \times Vitesse	115
3.2.4	Influences des conditions limites en termes de performance de freinage	118
3.3	Effets du troisième corps	120
3.3.1	La force de cohésion : un catalyseur des brusques variations de phénomènes	120
3.3.2	Vers une épaisseur limite de troisième corps	125
3.3.3	Influences du troisième corps en termes de performance de freinage	130
3.4	Compétition entre énergies globales et énergies locales ?	131
3.4.1	Des faits thermo-mécaniques seuils en cours de freinage...	132
3.4.2	...aux (inter)dépendances des paramètres du modèle	134
3.4.3	Vers l'équilibre du triplet et du circuit tribologiques	135
4	Endurance et résistance thermique de contact	139
4.1	Compréhension de ce qui anime le circuit tribologique	140
4.2	L'usure comme soutien à la performance de freinage	141
4.2.1	Modélisation explicite de l'usure : quel(s) critère(s) adopter ?	141
4.2.2	Usure évolutive	144
4.2.3	Usure instantanée	150
4.2.4	Conséquences d'un même produit Pression \times Vitesse appliqué au système	154
4.2.5	Intégration des phénomènes d'usure dans des codes industriels	158
4.3	Vers le bilan d'énergie d'un contact	159
4.3.1	État de l'énergie dissipée lors du freinage	159
4.3.2	Détails des formes thermo-mécaniques de l'énergie dissipée	160
4.3.3	Parts thermo-mécaniques de l'énergie dissipée en lien avec les premiers corps et troisième corps	163
4.3.4	Intégration des formes d'énergie dans des codes industriels	167
4.4	La résistance thermique de contact (RTC) : une sonde de l'état tribologique	167

4.4.1	Application classique	167
4.4.2	Nouvelle définition	169
4.4.3	Intégration de la RTC dans des codes industriels	174
4.5	Détermination des quantités seuils locales	176
Conclusions générales et perspectives		179
Annexe A : Validation mécanique de la modélisation d'un milieu continu équivalent		189
Annexe B : Validation thermique de la modélisation d'un milieu continu équivalent		191
Annexe C : Conception d'une boîte granulaire et validation de la thermique d'un milieu discret		195
Annexe D : Compléments sur les bilans d'énergie		207
Bibliographie		213

Liste des symboles

α_d	Coefficient de dilatation thermique	[K ⁻¹]
β	Intensité d'endommagement	
β_{ex}	Coefficient d'extinction du milieu	
δ_n	Distance critique	[mm]
δ_n	Seuil d'élasticité	[mm]
\dot{q}	Mesure différentielle de la vitesse	[mm/ms]
η	Intensité de cohésion	
γ	Force de cohésion	[N]
κ	Diffusivité thermique	[mm ² /ms]
Λ	Libre parcours moyen	[mm]
\mathbb{H}	Opérateur de passage	
\mathbb{M}	Matrice de masse	
\mathbb{W}	Opérateur de Delassus	
$\dot{\mathbf{q}}$	Vitesse globale	[mm/ms]
\mathbf{F}^{ext}	Forces extérieures	[N]
\mathbf{R}	Forces globales	[g.mm.ms ⁻¹]
\mathbf{r}	Forces locales aux contacts	[g.mm.ms ⁻¹]
\mathbf{r}_n^{coh}	Force cohésive normale	[N]
\mathbf{r}_t^{coh}	Force cohésive tangentielle	[N]
\mathbf{v}	Vitesses relatives aux contacts	[mm/ms]
μ	Facteur de frottement	
ν	Nombre de contacts moyen	
ν^p	Coefficient de Poisson	
ν_v	Viscosité cinématique	[Pa.s]
ψ	Facteur de conversion thermo-mécanique	
ρ	Masse volumique	[g.mm ⁻³]
σ	Intensité de tartinage	
σ_{sf}	Constante de Stefan-Boltzmann	[W.m ⁻² .K ⁻⁴]

Liste des symboles

ζ	Numéro de contact	
a, b	Rayons de contact	[mm]
b	Viscosité	[N.ms.mm ⁻¹]
Bi	Nombre de Biot	
C	Capacité calorifique	[J/K]
c	Capacité thermique massique	[J.g ⁻¹ .K ⁻¹]
C_n	Raideur normale	[MPa.mm ⁻¹]
C_t	Raideur tangentielle	[MPa.mm ⁻¹]
$d\dot{\mathbf{q}}$	Mesure différentielle de l'accélération	[mm/ms ²]
$d\mathbf{R}$	Densité d'impulsion de contact	[g.mm.ms ⁻¹]
D_e	Débit d'éjection	
D_i	Débit interne	
d_i	Diamètre des particules	[mm]
D_r	Débit de recirculation	
D_s	Débit source	
D_u	Débit d'usure	
d_w	Zone d'influence de la force de cohésion	[mm]
d_{alert}	Distance d'alerte	[mm]
d_{par}	Distance parcourue par la paroi inférieure	[mm]
D_{s^e}	Débit source externe	
D_{s^i}	Débit source interne	
E^*	Module de Young effectif	[MPa]
E_{cin}^p	Énergie cinétique des particules	[J]
E_{coh}	Énergie dissipée par les liaisons de type <i>WET</i>	[J]
E_{dam}	Énergie dissipée par les liaisons	[J]
E_{diss}	Énergie dissipée totale	[J]
E_{stock}	Énergie conservée dans les liaisons	[J]
f_v	Fraction volumique des particules	
H	Hauteur totale de l'échantillon	[mm]

h, dt	Longueur du pas de temps ou mesure de Lebesgue	[ms]
H^d	Conductance thermique de contact pour une interaction discrète	[W/K]
H^v	Microdureté de Vickers	[MPa]
H_m	Conductance thermique de contact pour la tranche m	[W/K]
H_{3C}	Hauteur de troisième corps cisailée	[mm]
H_{max}	Hauteur de la température maximale de l'échantillon	[mm]
I	Nombre inertiel	
i, j	Numéros de particules	
k_{th}	Conductivité thermique effective	[W.m ⁻¹ .K ⁻¹]
Kn	Nombre de Knudsen	
L	Longueur	[mm]
l_c	Taille caractéristique du système	[mm]
m	Pente de surface moyenne	[mm]
$Max(T_{max})$	Température maximale pour tout point et tout instant confondus	[K]
$Max(T_{sup})$	Température maximale à la paroi supérieure pour tout instant	[K]
n	Indice de réfraction du milieu	[m ⁻¹]
N_c	Nombre total de contacts	
P	Pression constante	[MPa]
p_c	Coefficient de partage de conduction de chaleur	
p_g	Coefficient de partage de génération de chaleur	
Pl	Nombre de Planck	
q	Position	[mm]
Q_{cond}	Flux conduit entre toutes les particules	[W]
Q_{cond}	Flux de conduction	[W]
Q_{conv}	Flux de convection	[W]
Q_{gen}	Flux de chaleur généré	[W]
Q_{rad}	Flux de rayonnement	[W]
r	Rayon des disques	[mm]
r^*	Rayon effectif	[mm]

Liste des symboles

r^e	Rayon d'échange de chaleur	[mm]
R_m	Résistance thermique de contact pour la tranche m	[K/W]
R_c	Résistance thermique de contact classique	[K/W]
R_{eq}	Résistance thermique de contact équivalente	[K/W]
Ra	Nombre de Rayleigh	
s	Rugosité de surface quadratique	[mm]
S^*	Surface effective de cohésion	[mm]
T	Température	[K]
t	Temps	[ms]
t_f	Temps de freinage	[ms]
t_u	Temps d'activation de l'usure	[ms]
$T_{inf} - T_{sup}$	Écart de température entre la paroi inférieure et la paroi supérieure	[K]
T_{max}	Maximum de température pour tout point de l'échantillon	[K]
u	Distance entre deux particules (loi <i>CZM</i>)	[mm]
V	Vitesse constante	[m/s]
V_0	Vitesse initiale	[m/s]
w	Énergie à la rupture	[J.ms ⁻²]
X_e	Flux d'éjection	[W]
X_i	Flux interne	[W]
X_r	Flux de recirculation	[W]
X_u	Flux d'usure	[W]
X_{se}	Flux source externe	[W]
X_{si}	Flux source interne	[W]
CZM	Modèle de zone cohésive	
RTC	Résistance thermique de contact	
W	Largeur	[mm]
WET	Modèle unilatéral cohésif	

Liste des figures

1.1	échauffement notoire lors du freinage d'une Lamborghini Gallardo.	6
1.2	contexte aéronautique.	8
1.3	coupe d'un frein d'un Airbus A320.	9
1.4	dispositifs d'essais de freinage à l'échelle macroscopique.	13
1.5	principe des découplages opérés par le code éléments finis Castha.	17
1.6	quelques résultats essai/calcul numérique.	18
1.7	contact imparfait (a) ou parfait (b) modifiant les lignes de flux de chaleur selon Denape <i>et al.</i> [DEN 00].	23
1.8	saut de température entre les corps 1 et 2 (a) provenant des contributions des micro-constriction (b) et de la macro-constriction des flux de chaleur (c) d'après Bahrami <i>et al.</i> [BAH 04c].	25
1.9	concept du triplet tribologique.	28
1.10	circuit tribologique (mécanique) d'après Berthier [BER 88a].	29
1.11	modèle de Ryhming proposant une couche interfaciale continue Ω_i [RYH 79].	30
1.12	part de l'énergie conservée dans le troisième corps en fonction de son épaisseur selon Majcherczak [MAJ 03].	33
1.13	modélisation thermique par la méthode des éléments discrets d'après Richard [RIC 08a].	34
1.14	circuit tribologique "énergétique" d'après Richard [RIC 08a].	35
1.15	intrications globales et locales des physiques qui commandent le freinage aéronautique et adaptation des modèles à chaque échelle.	37
2.1	principe de résolution générale des méthodes par éléments discrets.	42
2.2	détection des contacts d'après Renouf [REN 04a].	43
2.3	application des sollicitations au niveau de parois rugueuses.	46
2.4	forme de la loi <i>CZM</i>	47
2.5	forme de la loi <i>WET</i>	48
2.6	volume élémentaire hétérogène d'un point de vue thermo-mécanique avec $k_{th}^T > k_{th}^M$ [CHA 13a].	50
2.7	correspondance d'échelle entre le volume élémentaire hétérogène et sa description expérimentale par microscopie optique d'après Champagne [CHA 13a].	51
2.8	architecture microstructurale des disques en composites carbone-carbone.	51
2.9	lois de comportements mécaniques d'un volume homogène à partir d'une loi <i>CZM</i> définie.	53
2.10	visualisation d'un échantillon hétérogène au cours d'une simulation. Les concepts de troisième corps et de premiers corps peuvent être décrits à la fois par les lois <i>CZM</i> ou <i>WET</i> [CHA 13a].	54
2.11	dépendance thermo-mécanique dans le schéma de résolution méthodes des éléments discrets.	56

2.12	effet des défauts sur le transport de la chaleur entre deux points A et B donnant un régime diffusif par le processus de marche aléatoire.	57
2.13	contact de Hertz entre deux cylindres élastiques [YOV 67].	60
2.14	montage expérimental d'étude de la thermique du lit de billes.	62
2.15	comparaison entre simulations expérimentales et numériques du flux thermique traversant le lit de billes en acier de 3 mm de diamètre.	63
2.16	génération de chaleur lors du choc entre deux éléments discrets : quelle part générée ? Sous quel partage ? Quelle(s) composante(s) normale ou tangentielle entre(nt) en jeu ?	65
2.17	gestion des conditions limites thermiques.	68
2.18	analogie entre un maillage continu et discret dans la description d'un milieu continu équivalent.	70
2.19	champ thermique vérifiant l'équation de H^c pour les empilements carré, hexagonal, aléatoire en comparaison avec une simulation par méthode des éléments finis (de gauche à droite).	72
2.20	écart entre les conductances thermiques de contacts locales H^d et H^c	74
2.21	possibilités d'états de surface qualifiant l'évolution de l'intensité de tartinage σ d'après Champagne [CHA 13a].	75
2.22	effet de l'influence de l'intensité de tartinage σ sur la conductance thermique de contact $H^t(\sigma)$	76
2.23	dimensions caractéristiques du milieu hétérogène pour déterminer une valeur approchée de σ	77
2.24	niveau d'endommagement pour un échantillon en cours de simulation et l'échelle de trois particules i , j et k	78
2.25	résistance thermiques de contact équivalente en considérant l'état mécanique local.	81
2.26	diversité des lois thermo-mécaniques utilisées et indépendantes des notions de premier corps ou de troisième corps.	82
3.1	volume élémentaire hétérogène décrivant l'interface des premiers corps en contact (rotor et stator) et dont les sollicitations appliquées sont résultantes du mécanisme.	86
3.2	choix de la masse volumique en rapport avec une décélération réaliste.	87
3.3	conditions limites mécaniques et thermiques ; X_{s^i} = flux source interne, X_{s^e} = flux source externe, X_e ou D_e = flux ou débit d'éjection, X_r ou D_r = flux ou débit de recirculation.	89
3.4	critère d'acceptation des résultats numériques en fonction du niveau de l'intensité d'endommagement.	90
3.5	exemple de calcul du coefficient d'influence pour la distribution $4 : 2! + 1! + 3! = 9$	91
3.6	conservation de la proportion d'hétérogénéités mais choix différents de leur répartition.	91
3.7	stabilisation temporelle de l'intensité d'endommagement et de la rhéologie (facteur de frottement moyen) en lien avec un faible coefficient d'influence ($V_0 = 1$ m/s).	92

3.8	variation de la hiérarchie des intensités d'endommagement et des facteurs de frottement avec un changement de vitesse initiale ($V_0 = 5$ m/s).	93
3.9	résultats thermiques temporels ressemblants en fonction du temps ($V_0 = 1$ m/s) pour différentes distributions.	94
3.10	résultats thermiques temporels ($V_0 = 5$ m/s).	94
3.11	états thermo-mécaniques distincts pour une même distribution avec deux vitesses $V_0 = 1$ m/s et $V_0 = 5$ m/s.	95
3.12	volumes élémentaires constitués de duplications du volume de base $N1 \times 1$.	97
3.13	évolutions temporelles de l'intensité d'endommagement réduite par l'effet volumique du premier corps et similarité du facteur de frottement.	97
3.14	résultats thermiques temporels liés à durée de stabilité de la couche de troisième corps.	98
3.15	champs thermo-mécaniques en fonction de la taille volume élémentaire.	99
3.16	valeur du facteur de frottement moyen (régime d'écoulement stabilisé) avec les barres d'erreur associées en fonction du produit PV_0 .	101
3.17	évolutions thermiques en fonction de la puissance injectée dans le système (PV_0).	101
3.18	facteurs de frottement irréguliers au cours du temps.	102
3.19	évolutions des intensités d'endommagement au cours du temps.	102
3.20	relation quasi-linéaire entre intensité d'endommagement et épaisseur de troisième corps.	103
3.21	intensité d'endommagement stabilisée en fonction du temps malgré un temps de freinage deux fois plus long (cas à $V_0 = 6$ m/s).	104
3.22	évolutions temporelles des températures maximales atteintes dans l'échantillon liées aux évolutions mécaniques de l'échantillon.	105
3.23	progression des écarts de température entre les parois inférieure et supérieure suite à l'énergie injectée par les sollicitations.	105
3.24	sauts de températures maximales issus de stabilisations durables de la couche de troisième corps.	106
3.25	maxima de températures localisés au sein du troisième corps.	107
3.26	gradients thermiques globaux rapportés à la pression ou la racine carrée de la vitesse en fonction de l'épaisseur de troisième corps.	107
3.27	visualisation à des instants donnés de l'intensité d'endommagement et du champ de température associé avec la variation de vitesse initiale appliquée.	109
3.28	formation de "rouleaux thermiques" avec la recirculation locale de troisième corps pour le cas $V_0 = 1$ m/s au temps $t = 1$ ms.	110
3.29	visualisation à des instants donnés de l'intensité d'endommagement et du champ de température associé avec la variation de pression appliquée.	111
3.30	scénarios thermo-mécaniques via-à-vis de l'augmentation de la vitesse initiale appliquée.	113
3.31	scénarios thermo-mécaniques via-à-vis de l'augmentation de la pression appliquée.	114
3.32	pics de températures maximales provenant des <i>rouleaux thermiques</i> pour les temps $t = 0,29$ ms et $t = 0,48$ ms ou d'impacts locaux $t = 0,59$ ms (cas où $P = 2$ MPa, $V_0 = 15$ m/s).	116

3.33 évolutions temporelles des facteurs de frottement et de l'épaisseur de troisième corps dissemblables malgré des énergies injectées identiques.	116
3.34 évolutions thermiques dont la hiérarchie est fonction des valeurs de P et V_0 . . .	117
3.35 variations des décélérations en fonction de différents couples (PV_0).	118
3.36 variation du facteur de frottement pour un essai anneau-anneau et caractérisation du changement de comportement tribologique des composites carbone-carbone (passage d'une usure "normale" à une usure "catastrophique") d'après Venkataraman <i>et al.</i> [VEN 02].	119
3.37 variation du facteur de frottement moyen en fonction des sollicitations appliquées.	120
3.38 évolutions temporelles en termes d'intensité d'endommagement et de facteur de frottement pour différentes valeurs de force de cohésion.	121
3.39 résultats thermiques temporels améliorés en fonction de la force de cohésion. . .	122
3.40 visualisation thermo-mécanique à des instants donnés pour différentes forces de cohésion.	123
3.41 endommagement et rhéologie relatifs à l'intensité de cohésion.	124
3.42 résultats thermiques liés à une compétition entre génération et conduction de la chaleur en fonction de l'intensité de cohésion.	124
3.43 stabilités temporelles des intensités d'endommagement et des facteurs de frottement liées au rôle protecteur d'une certaine épaisseur initiale de troisième corps.	126
3.44 évolutions des températures montrant qu'un troisième corps épais est une barrière thermique.	126
3.45 visualisation thermo-mécanique à des instants donnés pour différentes épaisseurs initiales de troisième corps.	127
3.46 deux valeurs de force de cohésion $\gamma = 0,00001$ N et $\gamma = 0,001$ N impactent sensiblement l'endommagement et la rhéologie de l'échantillon.	128
3.47 évolutions temporelles de l'épaisseur de troisième corps montrant qu'un débit source interne est mécaniquement moins protecteur qu'un débit source externe. .	129
3.48 compétition entre génération et conduction de la chaleur en fonction de l'épaisseur initiale de troisième corps et pour deux valeurs de force de cohésion $\gamma = 0,00001$ N et $\gamma = 0,001$ N.	130
3.49 performance de freinage (décélération) en fonction des paramètres imposés au troisième corps.	131
3.50 phénomènes de <i>rouleaux thermiques</i> suite à la recirculation locale du troisième corps, piégé au sein du contact.	132
3.51 visualisation thermique à des instants donnés pour des conditions limites thermiques adiabatiques ou non-adiabatiques.	133
3.52 scénarios thermo-mécaniques menant aux comportements thermiques isolant ou conducteur.	134
3.53 évolutions des décélérations en fonction de différents couples (PV_0) et pour deux forces de force de cohésion $\gamma = 0,00001$ N et $\gamma = 0,001$ N.	135
3.54 évolutions thermiques en fonction de la puissance injectée dans le système (PV_0) et pour deux valeurs de force de cohésion $\gamma = 0,00001$ N et $\gamma = 0,001$ N.	136

3.55	enchevêtrements de phénomènes globaux et de phénomènes locaux à l'échelle de l'échantillon aboutissant à un résultat tribologique donné.	137
4.1	complément des conditions limites mécaniques et thermiques avec le débit d'usure ; X_{s^i} = flux source interne, X_{s^e} = flux source externe, X_e ou D_e = flux ou débit d'éjection, X_r ou D_r = flux ou débit de recirculation, X_u ou D_u = flux ou débit d'usure.	141
4.2	quel critère d'usure adopter ? critères d'usure évolutive ou instantanée ?	143
4.3	évolutions temporelles des intensités d'endommagement et des facteurs de frottement pour une usure évolutive ($P = 10$ MPa, $V_0 = 5$ m/s).	145
4.4	résultats thermiques en fonction du temps pour une usure évolutive ($P = 10$ MPa, $V_0 = 5$ m/s).	146
4.5	visualisations thermo-mécaniques à 1 ms pour le critère BE avec une vitesse appliquée de 5 m/s et une pression de 10 MPa.	146
4.6	visualisations thermo-mécaniques pour une vitesse appliquée de 5 m/s et des conditions limites adiabatiques.	147
4.7	conservation des débits thermo-mécaniques pour une usure évolutive ($P = 10$ MPa, $V_0 = 5$ m/s, $BE = 100$ %).	148
4.8	débits source et d'usure en fonction du temps pour une usure évolutive ($P = 10$ MPa, $V_0 = 5$ m/s).	149
4.9	débits internes en fonction du temps pour une usure évolutive ($P = 10$ MPa, $V_0 = 5$ m/s).	149
4.10	temps effectif d'usure et performance de freinage (décélération) en fonction des parts d'un critère d'usure évolutive ($P = 10$ MPa, $V_0 = 5$ m/s).	150
4.11	évolutions temporelles des intensités d'endommagement et des facteurs de frottement pour une usure instantanée ($P = 10$ MPa, $V_0 = 5$ m/s).	151
4.12	scénarios thermo-mécaniques avec l'évolution du critère BE pour une usure instantanée.	152
4.13	résultats thermiques en fonction du temps pour une usure instantanée ($P = 10$ MPa, $V_0 = 5$ m/s).	152
4.14	scénarios thermo-mécaniques avec l'évolution du critère BH pour une usure instantanée.	153
4.15	variations de vitesse pour une usure instantanée, aidant à la dissipation de l'énergie cinétique ($P = 10$ MPa, $V_0 = 5$ m/s).	154
4.16	évolutions temporelles des intensités d'endommagement et des facteurs de frottement pour une usure évolutive et un même produit PV_0	155
4.17	résultats thermiques en fonction du temps pour une usure évolutive et un même produit PV_0	156
4.18	scénarios thermo-mécaniques à une vitesse de 8 m/s et une pression de 10 MPa pour le critère $BE = 100$ %.	157
4.19	évolution temporelle du flux éjecté pour une usure évolutive ($P = 10$ MPa, $V_0 = 5$ m/s, $BE = 100$ %).	163

4.20	sommes des énergies thermiques liées au circuit tribologique (premiers corps et troisième corps) en fonction du temps ($P = 10$ MPa, $V_0 = 5$ m/s).	165
4.21	équilibre des parts d'énergie mécaniques ou thermiques entre le premier corps et le troisième corps en fonction du temps, pour une usure évolutive ($P = 10$ MPa, $V_0 = 5$ m/s, $BE = 100$ %).	165
4.22	différenciations ardues entre les cas sans usure et avec usure concernant l'évolution temporelle de la résistance thermique de contact classique R_c , pour des configurations à $P = 10$ MPa, $V_0 = 5$ m/s et $P = 10$ MPa, $V_0 = 8$ m/s.	168
4.23	épaisseur de troisième corps au cours du temps, pour des configurations à $P = 10$ MPa, $V_0 = 5$ m/s et $P = 10$ MPa, $V_0 = 8$ m/s.	169
4.24	décomposition de l'échantillon en M tranches horizontales de hauteur H	170
4.25	suivi temporel direct des résistances thermiques de contact par tranche en lien avec l'état thermo-mécanique des interactions locales ($P = 10$ MPa, $V_0 = 15$ m/s, $\gamma = 0,00001$ N, épaisseur initiale de troisième corps)	171
4.26	évolution temporelle des résistances thermiques de contact par tranche en lien avec l'état thermo-mécanique des interactions locales ($P = 10$ MPa, $V_0 = 5$ m/s).	171
4.27	évolution temporelle des résistances thermiques de contact par tranche en lien avec l'état thermo-mécanique des interactions locales ($P = 10$ MPa, $V_0 = 8$ m/s).	172
4.28	évolution du taux de torons par tranche au cours du temps ($P = 10$ MPa, $V_0 = 5$ m/s).	172
4.29	évolution du taux de liaisons discrètes (<i>WET</i>) par tranche au cours du temps ($P = 10$ MPa, $V_0 = 5$ m/s).	173
4.30	évolution de la moyenne des efforts normaux par tranche au cours du temps ($P = 10$ MPa, $V_0 = 5$ m/s).	174
4.31	intégration aux échelles supérieures des phénomènes locaux par l'évolution temporelle de la résistance thermique de contact équivalente R_{eq} , pour les configurations $P = 10$ MPa, $V_0 = 5$ m/s et $P = 10$ MPa, $V_0 = 8$ m/s.	175
4.32	espace énergétique dans lequel le triplet tribologique recherche l'équilibre.	182
4.33	récapitulatif des développements thermo-mécaniques réalisés par la méthode des éléments discrets.	187
4.34	possibilité de résolution de la problématique de la performance et de l'endurance en freinage aéronautique.	188
A.1	étapes de préparation d'un échantillon homogène soumis à des sollicitations de compression ou traction.	190
B.1	comparaison des champs de température en fin de simulation pour les différents empilements de rayon moyen $\langle r \rangle = 19$ μm qui utilisent la méthode des éléments discrets (DEM) par rapport à la méthode des éléments finis (FEM).	192
B.2	évolution de la température entre les empilements DEM de rayon moyen $\langle r \rangle = 19$ μm et le milieu FEM.	192
B.3	comparaison des champs de température en fin de simulation pour les différents empilements de rayon moyen $\langle r \rangle = 9,5$ μm en utilisant la méthode des éléments discrets (DEM).	193

B.4	évolution de la température entre les empilements DEM de rayon moyen $\langle r \rangle = 19 \mu\text{m}$ et ceux de rayon moyen $\langle r \rangle = 9,5 \mu\text{m}$	194
B.5	évolution de la température pour des empilements aléatoires variés comportant la même polydispersité autour du rayon moyen ($\langle r \rangle = 19 \mu\text{m}$).	194
C.1	coupe du dispositif expérimental intégrant la boîte granulaire.	195
C.2	montage de la boîte granulaire pour une étude statique.	197
C.3	évolution du flux de chaleur en régime stabilisé en fonction de la charge appliquée.	198
C.4	mesure de la température de consigne au cours du temps et adaptation d'une loi d'évolution.	199
C.5	visualisation numérique/expérimental du champ thermique traversant la boîte granulaire.	200
C.6	comparaison numérique/expérimental du flux mesuré à la paroi en fonction du temps et pour différentes charges.	201
C.7	évolution temporelle du flux traversant la paroi supérieure en fonction du module de Young effectif.	201
C.8	montage de la boîte granulaire pour une étude dynamique.	202
C.9	évolution temporelle de facteur de frottement du lit granulaire.	203
C.10	évolution temporelle du flux mesuré au niveau du fluxmètre supérieur.	203
D.1	parts des énergies mécaniques ou thermiques liées aux interactions entre les premier corps et le troisième corps en fonction du temps pour une usure instantanée (BE).	211

Liste des tableaux

1.1	performances d'un frein d'avion A300-600 à 165,9 t (8 freins par avion) d'après Guichard [GUI 96].	8
2.1	caractéristiques typiques de composites carbone-carbone pour le calcul de la conductance thermique de contact avec la formulation discrète H^d	73
2.2	récapitulatif des possibilités de comportements thermiques en fonction de la continuité des interactions entre éléments discrets.	83
3.1	paramètres thermo-mécaniques des particules numériques.	87
3.2	paramètres des lois d'interactions pour le milieu hétérogène.	88
3.3	calcul des coefficients d'influence pour les différentes distributions étudiées.	92
3.4	calcul des nombres inertiels I en fonction des épaisseurs de troisième corps cisailées, initiales et finales.	130
4.1	décélération favorisée par l'usure en fonction du produit PV_0 pour le critère $BE = 100$ %.	158
4.2	bilan d'énergie pour des configurations à même produit PV_0	160
4.3	parts des énergies dissipées pour des configurations à même produit PV_0	161
4.4	parts des flux thermiques conduits pour des configurations à même produit PV_0	162
4.5	parts des énergies thermiques entre les premiers corps et le troisième corps pour des configurations à même PV_0	164
4.6	parts des énergies mécaniques entre premiers corps et troisième corps pour des configurations à même PV_0	166
C.1	valeurs des grandeurs pour le calcul des nombres de Rayleigh.	204
C.2	valeurs des grandeurs pour le calcul des nombres de Planck.	205
C.3	calcul de la conductivité effective.	205
C.4	calcul des différents flux de chaleur lors d'une expérience dans un cas statique avec un chargement nul.	206
D.1	bilan d'énergie avec une usure évolutive ($P = 10$ MPa, $V_0 = 5$ m/s).	207
D.2	parts des énergies dissipées pour une usure évolutive ($P = 10$ MPa, $V_0 = 5$ m/s).	207
D.3	parts des flux thermiques conduits pour une usure évolutive ($P = 10$ MPa, $V_0 = 5$ m/s).	208
D.4	parts des énergies thermiques entre les premiers corps et le troisième corps pour une usure évolutive ($P = 10$ MPa, $V_0 = 5$ m/s).	208
D.5	parts des énergies mécaniques entre les premiers corps et le troisième corps pour une usure évolutive ($P = 10$ MPa, $V_0 = 5$ m/s).	209
D.6	bilan d'énergie pour une usure instantanée ($P = 10$ MPa, $V_0 = 5$ m/s).	209
D.7	parts des énergies dissipées pour une usure instantanée ($P = 10$ MPa, $V_0 = 5$ m/s).	209

D.8	parts des flux thermiques conduits pour une usure instantanée ($P = 10$ MPa, $V_0 = 5$ m/s).	210
D.9	parts des énergies thermiques entre les premiers et le troisième corps pour une usure instantanée ($P = 10$ MPa, $V_0 = 5$ m/s).	210
D.10	parts des énergies mécaniques entre les premiers et le troisième corps pour une usure instantanée ($P = 10$ MPa, $V_0 = 5$ m/s).	210

Glossaire

Par souci de compréhension du manuscrit, nous portons une attention particulière à la définition de certains termes techniques. Le lecteur pourra donc se référer régulièrement à ce glossaire afin de clarifier certains propos.

Propriétés de continuité d'un milieu numérique

Milieu continu Milieu constitué de particules rigides reliées par des liaisons bilatérales. Leur interaction est gouvernée par une loi à zone cohésive possédant exclusivement une partie élastique. La conduction thermique est introduite par une formulation continue : elle est donc maximale dans ce type de milieu.

Milieu discret Milieu constitué de particules rigides libres les unes des autres. Leur interaction est gérée par une loi de contact unilatérale, éventuellement cohésive (abrégée *WET*). La conduction thermique est pilotée par un modèle de Hertz et c'est dans ce type de milieu que la seule conversion thermo-mécanique s'opère. A partir des chocs inélastiques, l'énergie cinétique est convertie en un flux de chaleur.

Milieu endommagé Milieu constitué de particules rigides reliées par des lois à zone cohésive (abrégée *CZM*). Par rapport au cas continu, la loi est complètement décrite dans ses domaines élastique et plastique jusqu'à la rupture. Une variable nommée intensité d'endommagement ($\beta \in [0,1]$) traduit l'état d'endommagement de la liaison et pondère une écriture de la conduction thermique en fonction de celles venant d'un milieu continu ou d'un milieu discret.

Milieu semi-continu Milieu constitué de particules rigides qui interagissent avec des lois unilatérales cohésives. Par rapport à un milieu discret, afin de traduire les phénomènes de tartinage de troisième corps (plasticité, compactage, malaxage, réactivité), la conductivité thermique est rehaussée en ajoutant une variable appelée intensité de tartinage ($\sigma \in [0,1]$). Elle pondère une contribution de la conduction thermique dans un milieu discret et celle d'un milieu continu.

Propriétés d'hétérogénéité et d'anisotropie d'un milieu numérique

Milieu homogène mécanique Milieu constitué de particules rigides pour lesquelles les lois à zone cohésive ne varient pas en fonction de la position spatiale.

Milieu homogène thermique Milieu constitué de particules rigides dont la conductivité thermique, au sein de leur volume, ne varie pas en fonction de leur position spatiale.

Milieu hétérogène mécanique Milieu constitué de particules rigides pour lesquelles les lois à zone cohésive peuvent varier en fonction de la position spatiale.

Milieu hétérogène thermique Milieu constitué de particules rigides, dont la conductivité thermique au sein de leur volume varie en fonction de leur position spatiale.

Triplet tribologique numérique

Troisième corps Ensemble des particules, dont les interactions peuvent être localement discrètes, endommagées ou continues, qui se retrouve au dessous d'une ligne où les interactions sont discrètes.

Premiers corps Ensemble des particules initiales qui se retrouve au dessus d'une ligne où toutes les interactions sont des lois à zones cohésives.

Effets du mécanisme en termes de sollicitations tribologiques Charge normale et vitesse de cisaillement appliquées au système dans un cas tribologique (dynamique) ou charge normale et source de chaleur constante dans un cas statique.

Phénomènes thermo-mécaniques

Rouleau thermique Localisation du champ de température créée par la recirculation du troisième corps piégé par les fragments de torons et les premiers corps.

Vecteur thermique Hétérogénéités des premiers corps (paquets de fibres transverses à la surface de contact nommés torons) évacuant préférentiellement la chaleur de par leurs bonnes propriétés de conduction thermique.

Température flash Élévation notable de la température due aux conversions d'énergies thermo-mécaniques relativement fortes aux échelles locales, c'est-à-dire dans des intervalles de temps et d'espace relativement faibles. Entres autres, la température flash peut avoir pour origine les phénomènes de rouleaux thermiques et/ou les interactions des premiers corps l'un par rapport à l'autre (avec la présence de aspérités de surface). Pour cette dernière origine, il s'agit de la vision classique de la *température flash* utilisée dans les modèles de Blok [BLO 37], Denape [DEN 00] ou Kennedy [KEN 01].

Formes d'énergies

Énergies globales ou locales Formes d'énergies liées à l'action des sollicitations (énergies globales) sur les premiers corps et le troisième corps, et à la réaction réciproque de ceux-ci (énergies locales). Cette compétition entre énergies globales et énergies locales permet de faire tendre le triplet tribologique vers un équilibre.

Énergies conservatrices ou dissipatrices Formes d'énergies favorisant la conservation ou l'évacuation de phénomènes thermo-mécaniques hors du contact. Les phénomènes de dégradation des premiers corps et de vecteurs thermiques sont vus comme dissipatifs contrairement aux phénomènes de cohésion du troisième corps et de rouleaux thermiques qui sont vus comme conservatifs.

Introduction

A l'heure actuelle, les exigences concernant la conception des équipements aéronautiques sont de plus en plus fortes. Elles requièrent une certaine prudence sur la mise en place, le paramétrage et l'utilisation de modèles physiques utilisés (mécanique, thermique, électrique, ...) pour décrire aussi bien le comportement volumique des matériaux que leur comportement surfacique, notamment sous conditions de contact.

L'intérêt porté sur le comportement surfacique des matériaux fait le lien direct avec la problématique de ce travail de thèse, à savoir le freinage aéronautique. Les freins d'avions sont nommés "puits de chaleur" en référence à leur géométrie, un empilement de disques, et aux propriétés thermo-mécaniques des composites carbone-carbone les constituant. En service, ils mettent en jeu des phénomènes multiphysique et multiéchelle où s'opèrent de nombreux échanges énergétiques. Tous ces phénomènes complexifient la bonne maîtrise de la performance de freinage¹ et de l'endurance des puits de chaleur et font obstacle à la mise au point de modèles prédictifs.

Si les modèles de Résistance Thermique de Contact (abrégiée RTC) utilisés classiquement en freinage permettent de proposer des résultats convenables, il existe de nombreux cas pour lesquels les résultats sont discutables. En effet, ces modèles de contacts à deux corps avec ou sans aspérités, souffrent d'une description de la réalité thermique liée à l'évolution des conditions locales au contact (endommagement, usure, ...). La recherche d'une grandeur physique caractérisant le contact entre disques est donc plus que jamais nécessaire.

Pour répondre à cette attente, le freinage doit alors être vu comme un problème de tribologie. C'est-à-dire un problème où le frottement est au coeur de l'étude et pas uniquement un paramètre de calage des modèles utilisés. Les modèles de RTC doivent donc intégrer cet aspect pour espérer devenir prédictif.

Le problème du freinage aéronautique est donc appréhendé ici :

- dans le cadre du concept de *triplet tribologique* modélisant le contact de deux corps (appelés premiers corps, ici rotors et stators composant le "puits de chaleur"), maintenus par un mécanisme et séparés par une interface, baptisée troisième corps ;
- dans le cadre du concept de *circuit tribologique* modélisant l'évolution des débits de matière et de chaleur du troisième corps et des premiers corps.

Ce manuscrit s'articule autour de quatre chapitres.

1. Notons d'une part que la performance de freinage est caractérisée par des paramètres autres que la décélération seule (distance de freinage, ...), d'autre part une forte décélération n'implique pas forcément une bonne performance de freinage. Ceci importe peu à l'échelle de travail de cette thèse. Pour plus de simplicité, l'amalgame performance de freinage / décélération sera néanmoins réalisé dans la suite du manuscrit.

Le *chapitre 1* reprend les travaux de recherche antérieurs menés autour du freinage et aux phénomènes mis en jeu tels que les aspects thermiques ou encore l'endommagement et l'usure. Il met l'accent sur les insuffisances des modélisations des contacts secs à deux corps et dirige le choix de modélisation vers la méthode des éléments discrets proposant une approche plus locale. Cette dernière s'attache en effet à simuler plus explicitement le circuit tribologique d'un point de vue mécanique mais également thermique. Plutôt que de modéliser la géométrie des pièces réelles en contact, elle s'attarde à détailler les phénomènes locaux thermo-mécaniques. Ce qui traduit plus rigoureusement les notions de frottement et d'usure en sortie de calcul, évitant de les dissimuler dans des nombres sans unité claire.

Le *chapitre 2* expose l'élaboration d'un modèle thermo-mécanique par la méthode des éléments discrets. Le formalisme de la méthode, le choix des comportements volumiques et des interactions entre éléments discrets sont précisés d'un point de vue mécanique et thermique. L'accent est mis sur le développement caractéristique d'échantillons numériques hétérogènes et anisotropes ainsi que l'enrichissement des modèles thermiques. Ces développements sont destinés à illustrer des comportements thermo-mécaniques propres à des milieux continus, endommagés ou discrets, coexistants au sein d'un contact (premiers corps et troisième corps). Une attention particulière est portée sur la confrontation systématique des modèles thermiques proposés, par le biais de moyens numériques ou expérimentaux. Pour ce dernier aspect, nous avons conçu une boîte granulaire dans laquelle un milieu rempli de billes solides (milieu granulaire), sous pression constante, est chauffé. Nous réalisons ensuite la mesure du flux conduit par les billes à l'aide de fluxmètres au niveau des parois encadrant le milieu granulaire.

Le *chapitre 3* exploite le modèle numérique développé dans le chapitre précédent et modélise le phénomène de freinage d'échantillons à l'échelle locale ("peau" des premiers corps et troisième corps) sous conditions limites périodiques (débits et flux de recirculation). Des sollicitations en termes de pression et vitesse initiales appliquées aux propriétés physico-chimiques du troisième corps, de nombreux cas sont traités. Les conséquences rhéologiques (facteur de frottement), mécaniques (endommagement des premiers corps) ou thermiques sont interprétées pour comprendre les cascades d'évènements locaux qui traduisent une performance de freinage donnée (décélération). Les comportements thermo-mécaniques peuvent être ainsi différents, pour un même produit entre pression et vitesse appliquées, selon les valeurs données à chaque facteur (pression ou vitesse). A l'échelle du temps des simulations (quelques millisecondes), les comportements thermo-mécaniques transitoires évoluent par seuil et représentent donc un certain caractère "hors-équilibre", particulier aux phénomènes tribologiques. Ce qui amène chaque grandeur intervenant au sein d'un contact à avoir un rôle clé et préconise d'éviter des simplifications paramétriques. Les seuils sont liés à des compétitions entre énergies locales (propriétés mécaniques ou physico-chimiques des premiers corps ou du troisième corps) et énergies globales (sollicitations tribologiques).

Le *chapitre 4* enrichit le circuit tribologique en prenant en compte un débit d'usure. Déjà mis en place dans certains travaux scientifiques, les réflexions sont plutôt orientées ici sur la définition d'un critère autorisant ou non l'existence d'un tel débit. La RTC, indicateur de

l'état thermique du contact, est revisitée pour tenir compte des propriétés de continuité et de l'évolution spatiale (proportion, agencement) des premiers corps et troisième corps. Ce qui permet de définir un équilibre énergétique local en se basant sur la notion de circuit tribologique.

Comprendre localement les différentes contributions énergétiques et leurs proportions permet de distinguer celles qui doivent être recherchées dans le cadre du freinage aéronautique. Ces contributions donnent des pistes de réflexion pour contrôler les variables mesurées aux échelles supérieures telles le facteur de frottement ou les flux de chaleur.

Chapitre 1

État de l'art

sur la thermo-mécanique du freinage

Remettons en lumière les travaux qui ont stimulé l'avancement de la compréhension et de la maîtrise du freinage aéronautique. Parcourons travaux académiques et industriels pour dégager les phénomènes physiques, identifier leurs rôles propres dans un contact et rappeler les modèles développés.

Sommaire

1.1	Définition et enjeux du freinage aéronautique	6
1.1.1	Arriver à bon port grâce aux freins de roue	7
1.1.2	Retour sur l'avènement des composites carbone-carbone	9
1.2	Des essais de freinage...	12
1.2.1	...à l'échelle macroscopique pour la performance et l'endurance	12
1.2.2	...à l'échelle microscopique pour la compréhension	14
1.2.3	...numériques	16
1.2.4	Des modèles thermo-mécaniques macroscopiques sans attentions tribologiques	18
1.3	Tribologie numérique du freinage	18
1.3.1	Rappels et réflexions autour de notions...	19
1.3.2	Modèles tribo-thermo-mécaniques analytiques	29
1.3.3	Modèles tribo-thermo-mécaniques numériques	32
1.4	Des modèles à trois corps pour reconstituer le circuit tribologique	35

1.1 Définition et enjeux du freinage aéronautique

La majorité des études menées pour comprendre et prédire le comportement en freinage se sont intéressées aux domaines de l'automobile (*cf. Figure 1.1*) [LIM 92, LIM 08], du ferroviaire [PAN 04, DES 07] et de l'aéronautique [AWA 88, FAN 10]. Ce travail de thèse se concentre sur ce dernier domaine.



Figure 1.1: échauffement notoire lors du freinage d'une Lamborghini Gallardo¹.

La démographie mondiale augmentant et la mondialisation se renforçant, les transports aériens sont de plus en plus utilisés pour voyager. En 2013, le nombre mondial de passagers a franchi les 3 milliards alors qu'il n'était que de 1,5 milliards en 2000. Le secteur aéronautique représente, à lui seul, 3,5 % du produit intérieur brut mondial². Les exigences à remplir par les avions en matière de freinage sont alors de plus en plus drastiques :

- nombreuses répétitions de freinage pour les courts courriers ;
- variation forte des conditions climatiques pour les longs courriers ;
- changement d'école de pilotage en fonction de la compagnie aérienne ;
- modification de longueur et de l'aspect (revêtement) de la piste d'atterrissage ;
- caractéristiques propres à l'avion (masse et aérodynamique).

Ces diverses conditions d'utilisation peuvent, sans précautions particulières, mener à la perte de la fonction de freinage en service. Afin de garantir la fiabilité du frein, des expertises ont pour rôle d'identifier les sources des problèmes observés (endommagement ou usure catastrophiques). Toutefois, du fait du confinement du contact, elles résident le plus souvent en des analyses *post mortem* des surfaces de contact, en vue de retracer les scénarios mécaniques, thermiques ou physico-chimiques. Ces derniers aboutissent parfois à l'endommagement et à l'usure anormale des pièces de freinage en contact.

1. http://www.reddit.com/r/pics/comments/1dpflm/lamborghini_braking_at_high_speed/

2. Air Transport Action Group : <http://www.atag.org>.

Dans des conditions réelles d'essais, l'histoire tribologique est pratiquement impossible à tracer *in situ*. Le moindre capteur de mesure modifie les conditions de contact et l'imbrication des différentes physiques gêne l'identification des causes et des conséquences aboutissant au frottement et à l'usure. Une alternative réside dans la mise en place d'expériences modèles mais celles-ci restent également limitées. D'une part, les capteurs, caractérisant les effets mécaniques (capteur de force), thermiques (thermocouple, caméra infrarouge) ou physico-chimiques (spectromètre de masse) sont "loin" du contact et, d'autre part, ces expériences modèles ne représentent pas réellement le système et toutes les sollicitations sous-jacentes.

Par conséquent, la modélisation numérique devient un outil indispensable à la compréhension des phénomènes tribologiques. Cette dernière peut être atteinte en imaginant des formulations qui, en séparant les échelles spatiales et temporelles, découplent les phénomènes physiques et contournent l'analyse *post mortem*. Le développement de modèles analytiques ou numériques, accompagnés des méthodes de résolution adéquates, est donc requis pour expliquer et prédire les comportements tribologiques³. Ce travail de thèse s'inscrit principalement dans cette démarche de modélisation.

1.1.1 Arriver à bon port grâce aux freins de roue

Lorsqu'un avion atterrit (*cf. Figure 1.2(a)*), sa vitesse peut être de l'ordre de 360 km/h. Celui-ci développe alors une puissance de 10 000 kW et une énergie par roue de 140 MJ [GUI 96]. Pour absorber une telle énergie, plusieurs moyens de freinage sont nécessaires :

- les inverseurs de poussée (20 % de la part d'un freinage) ;
- la traînée aérodynamique (40 %) ;
- les freins de roue (40 %).

Ce n'est que lorsque l'avion touche le sol, que les freins de roue prennent en très grande partie le relais des autres moyens de freinage (*cf. Figure 1.2(b)*). Il s'agit alors de freinage de service. Ce terme doit être distingué d'autres phases de freinage ayant lieu lors du roulage d'un avion au sol. Ces différentes phases de freinage impliquent des énergies cinétiques à absorber différentes (*cf. Tableau 1.1*) qui peuvent être classées de la façon suivante :

- le **freinage de taxiage** correspondant aux coups de frein donnés lors du parcours de l'avion sur les taxiages⁴ entre la porte du quai d'embarquement et la piste (dans un sens ou dans un autre) ;
- le **freinage de service** correspondant au ralentissement de l'avion après un atterrissage courant ;
- le **freinage d'urgence** ou **RTO (Rejected Take-Off)** correspondant au cas du décollage interrompu à masse maximale.

3. Gardons à l'esprit que ces modèles ont besoin d'être nourris de données physiques grâce aux moyens expérimentaux.

4. Aussi appelé *roulage*, il s'agit des opérations de roulage des avions sur la piste, lors de la phase précédent le décollage et suivant l'atterrissage.

1. État de l'art sur la thermo-mécanique du freinage



(a) Airbus A380 en phase d'atterrissage.



(b) Train d'atterrissage d'un Airbus A340 en freinage de service.

Figure 1.2: contexte aéronautique⁵.

L'énergie reliée à chaque type de freinage est calculée par les avionneurs car elle dépend du type d'appareil. Plus l'énergie à absorber s'intensifie, plus le rôle du frein de roue est important. Il est de surcroît déterminant (et dimensionnant) dans le cas du RTO car il associe une faible distance d'arrêt à une énergie maximale.

Freinage	Taxiage	Service	RTO
Vitesse initiale (m/s)	5 à 10	47	100
Décélération (m/s ²)	1 à 2	2	3
Énergie (MJ)	1	14	81

Tableau 1.1: performances d'un frein d'avion A300-600 à 165,9 t (8 freins par avion) d'après Guichard [GUI 96].

Le frein de roue se place dans l'ensemble Roue & Frein⁶ (cf. *Figure 1.1.1*) et est constitué de trois éléments majeurs :

- le **puits de chaleur**, formé par des disques nommés **rotors** s'ils sont entraînés par la rotation de la roue et **stators** sinon ;
- la **roue**, sur laquelle sont fixées les barrettes qui entraînent les rotors ;
- la **structure** du frein à laquelle les stators sont attachés.

Cette dernière comprend en plus les éléments subséquents :

- le **tube de torsion**, en acier qui permet la reprise des efforts de couple des stators via les tenons ;
- la **couronne hydraulique**⁷, solidaire du tube de torsion, où sont logés les pistons générant un effort de presse, créant un couple de freinage par frottement entre disques et

5. <http://corporate.airfrance.com>

6. En référence à la division Roues & Freins de SAFRAN Messier-Bugatti-Dowty.

7. Les freins électriques, plus récents, ne sont pas décrits ici.

transmettant les effort de reprise de couple à l'atterrisseur (ensemble du train d'atterrissage);

- la **plaque de retenue** qui est solidaire du tube de torsion.

Au niveau des tenons et des barrettes, les crans des disques sont protégés de l'endommagement par des pièces en acier appelées **cavaliers**.

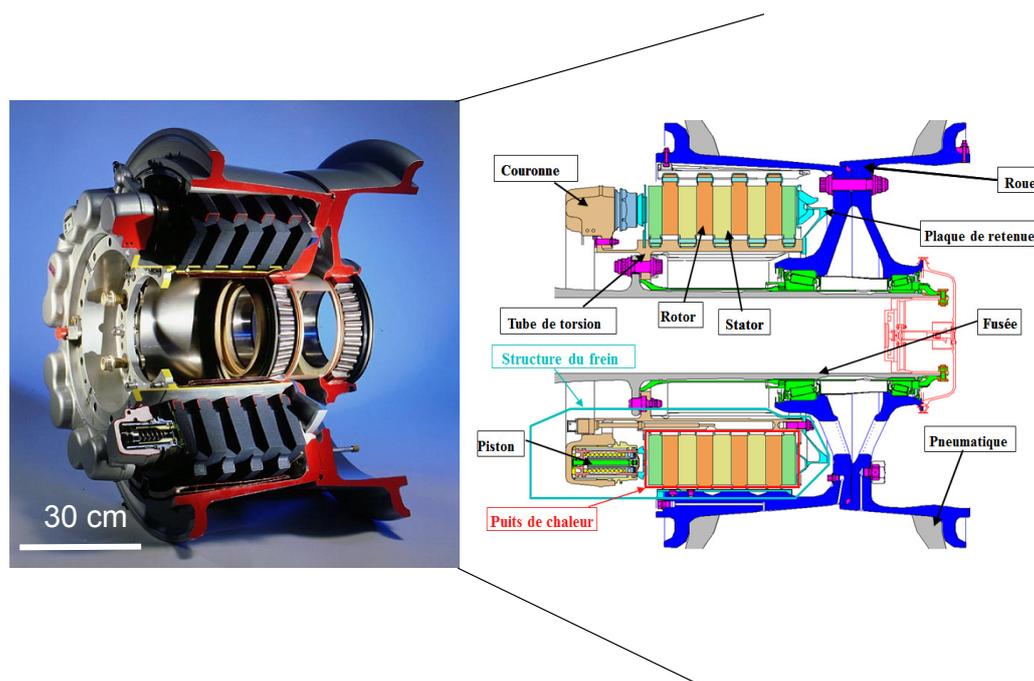


Figure 1.3: coupe d'un frein d'un Airbus A320⁸.

Dans cet ensemble fort complexe, nous nous focaliserons sur le puits de chaleur et sur les matériaux composites formant les rotors et stators, en précisant par la suite à quelle échelle nous nous plaçons.

1.1.2 Retour sur l'avènement des composites carbone-carbone

1.1.2.1 Dissiper l'énergie par les propriétés thermiques...

Le cahier des charges impose des qualités thermo-mécaniques et tribologiques appropriées (frottement élevée et usure faible). Il impose aussi des contraintes en termes de réduction de masse. Depuis les années 1950, à l'instar des domaines automobile et ferroviaire, les disques ont été d'abord constitués d'alliages métalliques : leur contact s'effectuant contre des garnitures organiques et métalliques frittées. Du cuivre a été utilisé pour sa très bonne conductivité thermique. Ces disques en cuivre ont été remplacés par des disques en acier contre des garnitures

8. SAFRAN Messier-Bugatti-Dowty.

frittés dans le but d'atteindre des températures encore plus élevées (1 000 à 1 100 °C contre 600 à 650 °C pour le cuivre). Dans les années 1970, de rapides espoirs ont été portés sur des disques en bronze et en béryllium qui possèdent de très bonnes propriétés thermiques [GUI 96]. Mais leur prix élevé et la toxicité des particules dégagées ont mis rapidement fin à leur usage. Il ont seulement été employés en termes de matériaux secondaires des garnitures frittées.

1.1.2.2 ...et par la conception

L'accroissement de la taille, de la masse des avions et la faible conductivité thermique de l'acier ont nécessité le développement d'une technologie permettant de dissiper davantage d'énergie cinétique [HAM 06]. Cette technologie est constituée de plusieurs disques en contact. Afin d'agir sur l'ensemble de la surface des disques, les pistons sont régulièrement disposés en couronne pour les presser les uns contre les autres. Autrement dit, les stators couissent sur un tube de torsion afin d'immobiliser les rotors et serrer les disques entre eux. Ils sont bloqués d'un côté par la couronne hydraulique et de l'autre, par la plaque de retenue : c'est la naissance du puits de chaleur. Le système des disques en acier et des garnitures frittées reste tout de même une solution économique pour les avions civils de petite taille (faibles masse et vitesse d'approche).

1.1.2.3 Affinités tribologiques des composites carbone-carbone pour le freinage aéronautique

Depuis le premier emploi des composites carbone-carbone pour les tuyères de fusée (en particulier Ariane), ces matériaux ont commencé à être intégrés dans les disques de freins des avions civils à partir de 1985. En plus d'être quatre fois plus léger que l'acier⁹, il possède une capacité thermique massique nettement supérieure¹⁰. Il en va de même pour sa conductivité thermique ($110 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ contre $36 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$) et son point de fusion (3 000 K contre 1 450 K). De telles propriétés ont rendu possible une élévation plus importante de la température sans menacer l'intégrité du puits de chaleur, tout en dissipant et freinant davantage.

Contrairement à l'acier, le carbone est une céramique qui comporte un domaine plastique faible même en température. Le frein ne risque donc pas de trop grandes déformations au cours des cycles thermiques mais peut manifester des fragilités mécaniques. Afin d'améliorer la résistance aux sévères contraintes thermo-mécaniques, le carbone est intégré sous forme de composites à matrice céramique ou de composites carbone-carbone [HAM 06, GIR 12]. Le renfort du composite est assuré par des fibres, fabriquées à partir de l'oxydation et de la carbonisation de précurseurs en PolyAcryloNitrile (PAN). La matrice, liant les fibres et donnant la forme au disque, est constituée de pyrocarbone. Ce dernier est déposé lors du craquage par pyrolyse d'hydrocarbures légers.

9. Masse volumique de $1,7 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$ contre $7,8 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$.

10. $1\,350 \text{ J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ contre $520 \text{ J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$.

Les propriétés tribologiques des composites carbone-carbone sont de manière générale améliorées par rapport à l'acier en termes de frottement. L'effet de la température est plutôt bénéfique à l'augmentation du frottement entre les disques : facteur de frottement supérieur à 0,15 en freinage maximal contre 0,08 pour l'acier. L'acier pâtit du phénomène de *fading*¹¹, phénomène qui fait vivement chuter le facteur de frottement avec l'élévation de la température [OST 03]. Il est provoqué par la vaporisation de la résine utilisée dans le matériau de garnitures de freins, créant une fine couche de gaz entre le disque et la plaquette. La combinaison des améliorations touchant à la masse, au frottement et à la dissipation thermique a permis le passage de 6 rotors dans un frein acier à 4 pour un frein carbone, avec des performances identiques. Cependant, la masse volumique du carbone conduit à un volume de puits de chaleur un peu plus grand (10 % à 20 %) par rapport à celui en acier.

Un point important concerne la sensibilité du carbone à l'environnement. Prenons l'exemple de l'humidité qui, lors des freinages de taxiages peu énergétiques (1 MJ par roue¹²), augmente grandement l'usure [FRA 03]. Cette sensibilité thermo-chimique a été le fruit de nombreux travaux de recherche dont le but était de comprendre les changements de comportements tribologiques des composites carbone-carbone en fonction de la température [YEN 97, GOU 04, KAS 08] et/ou de l'environnement gazeux [BRE 03, RIE 09, BRE 12]. En effet, lors de tout essai de freinage, il est observé un comportement non-linéaire du facteur de frottement qui est fonction :

- de la position, l'efficacité de freinage¹³ étant diminuée à mesure du déplacement de la couronne hydraulique vers la plaque de retenue ;
- du temps, les phénomènes mécaniques, thermiques et physico-chimiques évoluant et changeant la nature et les propriétés des rotors et stators en contact.

L'efficacité de freinage est notamment réduite par le frottement des cavaliers contre les tenons ou les barrettes ou par les frottements entre le ressort de rappel, les joints et les racleurs (frottement de structure), qui sont des constituants du piston. Le frein n'exploite ainsi que 75 % des possibilités par le matériau de friction [COU 97]. Plus globalement, dans le cas du freinage RTO, le frein absorbe environ 90 % de l'énergie de freinage. Les 10 % restants se partagent entre les roulements de la roue (0,5 à 1 %), le roulement du pneu (1 à 2 %) et surtout par le glissement du pneu sur la piste (7 à 8 %).

La configuration du puits de chaleur limite les échanges d'énergie avec l'air ambiant, phénomène renforcé avec la présence de la roue. Par rapport à un frein automobile composé d'un contact disque/garniture où la chaleur provenant de la conversion d'énergie thermo-mécanique s'évacue directement vers l'extérieur du contact, celle d'un puits de chaleur s'effectue en deux temps. L'énergie s'accumule tout au long d'un freinage (jusqu'à 30 s) et se dissipe une fois la pression des pistons relâchée. La température s'élève donc beaucoup plus dans un contact

11. Signifiant littéralement "évanouissement", ce phénomène est connu lors de la descente d'une route de montagne. Il vaut mieux freiner par à-coups pour ne pas rendre excessive la température du frein.

12. En comparaison aux 14 MJ par roue pour un atterrissage de service.

13. Capacité du frein à transformer un effort de presse en couple de freinage.

disque/disque, l'aire de la surface de contact et la limitation des échanges de chaleur avec l'environnement y contribuant.

Toutefois, la littérature montre que les phénomènes physico-chimiques sont à appréhender à basse température. La brusque élévation du facteur de frottement opérant entre 100 °C et 150 °C provient de la désorption des molécules d'eau et d'oxygène ainsi que d'une présence de liaisons fortes (ou liaisons pendantes) carbone-carbone [LAN 81, KAS 09, RIE 09]. Lorsque la température est suffisamment importante (supérieure à 250 °C), les propriétés mécaniques évoluent. Grâce aux porosités, les constituants (fibres et matrice) ont une certaine mobilité qui se réduit à mesure qu'ils se dilatent. L'effet de la température provoque donc une rigidification du matériau et une stabilisation du facteur de frottement [ZHA 06, CHA 13a]. Enfin, à très haute température, l'oxydation prend le pas de manière cinétique et accroît de manière importante l'usure du frein [YEN 96, DEN 10]. Dans ce travail de thèse, nous choisirons de nous placer dans un cadre purement thermo-mécanique et de considérer que les aspects liés à l'environnement (physico-chimie) demeurent constants.

1.2 Des essais de freinage...

1.2.1 ...à l'échelle macroscopique pour la performance et l'endurance

Habituels moyens d'analyse, les essais de freinage ont pour objectif de qualifier et de certifier le respect du cahier des charges du frein vis-à-vis de critères de sécurité mis en place avec les aviateurs. A l'aide de machines à volant (*cf. Figure 1.4(b)*), prenant en compte l'influence de la roue, du pneu et de la masse de l'avion, ou de machines axiales (*cf. Figure 1.4(a)*), les bancs d'essais de freinage expérimentent un système d'un rotor et de deux stators (monorotor) ou du puits de chaleur complet (multirotor). Ces essais concernent la performance de freinage (reproductibilité et stabilité du couple de freinage), l'endurance (indicateur d'usure), les problèmes de thermique (fonte des fusibles¹⁴, température de la roue, tenue du pneumatique), de dynamique (vibrations) ou de mécanique (résistance à la rupture en fatigue de différentes pièces). Bien que ces essais soient indispensables, des outils supplémentaires doivent être développés. Ils sont motivés par :

- le dimensionnement plus juste (réduction des marges en phase de conception et modifications éventuelles de la conception en phase de dimensionnement) ;
- le renforcement du lien entre conception et comportement du frein (prédiction du changement de conception ou développement d'une nouvelle technologie) ;
- la prise en compte plus réaliste des conditions d'utilisation (explications des causes de dispersion des résultats, recommandations données aux compagnies aériennes).

14. Les roues sont équipées de fusibles thermiques qui, dès que leur température devient critique en cas de freinage à haute énergie, laissent échapper le gaz de gonflage (azote), de façon définitive. Ce qui évite de provoquer la dégradation ou l'éclatement du pneu.

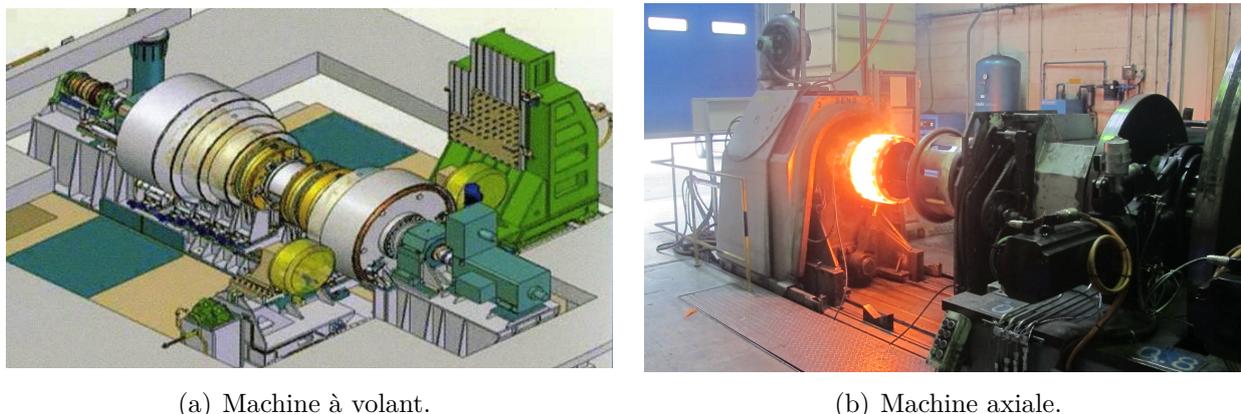


Figure 1.4: dispositifs d'essais de freinage à l'échelle macroscopique ¹⁵.

Les essais étant financièrement et temporellement coûteux, les exigences étant importantes, la concurrence étant rude et les délais de conception étant courts, ces outils passent donc par la proposition de modèles analytiques et numériques. Ces derniers caractérisent les aspects thermo-mécaniques de la performance et de l'endurance en freinage.

1.2.1.1 Indicateur de performance

La performance de freinage se mesure par le biais de plusieurs indicateurs [GIR 12] dont la distance parcourue, le couple de freinage ou la décélération font partis. Pour un essai donné (mêmes conception, conditions d'utilisation, conditions extérieures), ils sont estimés à partir du calcul d'une efficacité de freinage μ_{eff} et sont comparés aux données expérimentales. Elle s'écrit :

$$\mu_{eff} = \frac{C_o}{2\pi N_r r_g S_p (P_{moy} - P_{inef})}, \quad (1.1)$$

avec C_o , le couple de freinage, r_g , le rayon caractéristique du puits de chaleur, S_p , la section totale utile des pistons (surface réelle sur laquelle appuie le fluide hydraulique), P_{moy} , la pression moyenne du frein, P_{inef} , la pression inefficace (l'effort appliqué est nul si $P_{moy} < P_{inef}$) et N_r , le nombre de rotors. μ_{eff} est donc un coefficient qui englobe le frottement des disques et de frottement de structure. Il expose la capacité d'un frein à transformer un effort de presse, au niveau de la couronne hydraulique, en couple de freinage.

Un autre indicateur nommé masse du puits de chaleur usé et noté M_u aide également à la conception du puits de chaleur dans l'appréciation de sa masse critique. Il se base sur l'énergie maximale à absorber W_{maxi} , indicateur de performance dans le cadre du freinage RTO :

$$W_{maxi} = M_u c (T_{max} - T_0), \quad (1.2)$$

où c représente la capacité thermique massique du matériau, T_{max} , la température maximale acceptable et T_0 , la température initiale.

¹⁵. SAFRAN Messier-Bugatti-Dowty.

1.2.1.2 Indicateur d'endurance

L'endurance peut être caractérisée par le nombre de cycles effectué par l'avion entre deux changements de puits de chaleur (*LPO* pour Landings Per Overhaul). Cependant, le *LPO* varie fortement d'une compagnie à une autre à cause :

- de conditions climatiques qui sont différentes selon les régions desservies ;
- des aéroports qui ont des pistes plus ou moins éloignées du quai d'embarquement ;
- des habitudes des pilotes lors de l'usage des freins.

Le *LPO* est un indicateur d'usure qui se mesure par l'intermédiaire d'une sonde qui évalue la profondeur du puits de chaleur, donc la somme des épaisseurs successives des rotors et stators. Pour les avionneurs, le *LPO* maximal est recherché de façon à réduire les opérations de maintenance et les coûts d'exploitation.

Parmi les grandeurs généralement employées comme indicateurs, nous pouvons citer :

- l'usure moyenne, par face et par cycle, constante pour des programmes similaires (frein et utilisation donnés) du point de vue de la conception et des conditions d'utilisation ;
- l'usure au niveau du frein pour un type de freinage donné et calcul de l'usure par décomposition du cycle.

Quant aux modèles d'usure, ils sont empiriques et dépendent de nombreux paramètres comme la température des disques ou encore les pressions et vitesses au contact. Ils négligent la compréhension physique (pas de prise en compte de l'historique et du lien avec la conception ou la microstructure des matériaux) et impliquent de réaliser un grand nombre d'essais afin d'obtenir par exemple des cartographies fines de l'usure. Ces cartographies sont cependant rarement transposables d'un système à un autre.

1.2.2 ...à l'échelle microscopique pour la compréhension

Suivre *in situ* les comportements tribologiques et thermiques d'un contact est très délicat. Pourtant, à défaut d'observation, des méthodes expérimentales sont requises pour alimenter les modèles analytiques ou numériques et pouvoir confronter leurs résultats à la réalité. Généralement, trois techniques sont employées pour caractériser les contacts secs : les techniques par *contact* (*thermocouples*), les techniques *sans contact* (exploitant le rayonnement émis par les surfaces) et les techniques *métallographiques* (coupes de matériaux après frottement). Le choix d'une méthode expérimentale s'opère sur :

- le type et la finesse de l'information désirée ;
- l'accessibilité du contact ;
- la nature des matériaux ;
- l'agressivité du milieu environnant.

Les *thermocouples* sont de bons indicateurs de température pour analyser les changements transitoires de comportement en frottement ou en usure. Ceux, dit *embarqués*, n'accèdent pas aux températures en extrême surface (implantés à partir de 0,5 mm sous la surface) car ils

ont une taille supérieure aux défauts de surface (aspérité) et un temps de réponse long (1 ms) devant les phénomènes de *température flash* (cf. *Section 1.3.1.1*). En implantant une succession de thermocouples, il est possible de remonter aux différents gradients thermiques et d'en déduire une température de surface par analyse inverse (en discrétisant l'équation de la chaleur et en choisissant des conditions limites thermiques données). D'autres thermocouples dits *dynamiques* se placent en extrême surface afin de faire office de soudure chaude lors du contact. Inconvénient, les matériaux doivent être métalliques pour former un couple thermo-électrique et les sollicitations au contact peuvent rendre le signal électrique bruyant et inexploitable.

Les méthodes de mesures *sans contact* bénéficient du rayonnement infrarouge émis par les corps en contact de façon à remonter à leur température (loi de Stefan-Boltzmann). Accéder sans contact à la mesure thermique signifie employer un matériau transparent à un tel rayonnement, ce qui restreint fortement les possibilités (Al_2O_3 , CaF_2) [ROW 13]. Il faut également contrôler l'environnement pour éviter toutes les sources de chaleur parasites. Les limites, pour ce qui est de la résolution spatiale (100 à 500 μm) ou temporelle (10 μs), peuvent être corrigées par un photomultiplicateur [SUZ 91]. Un tel système collecte des photons en nombre suffisant, à partir d'une température de 500 °C dans un temps de réponse inférieur à 30 ns, et accède aux températures supérieures à 1 000 °C dans une résolution inférieure à 2 μs . De plus, la détermination de l'émissivité, qui autorise l'évaluation des températures à partir des flux, est une grandeur qui évolue sans cesse. Elle est, entre autres, corrélée à la température et à l'état de surface. Ce dernier point est problématique puisque le film de matière à l'interface de contact en mouvement ou débits de troisième corps (cf. *Section 1.3.1.2*) viennent constamment modifier la zone observée, sans compter les phénomènes physico-chimiques (notamment l'oxydation) qui font évoluer la brillance de la surface. Par conséquent, une autre technique utilisant un dépôt de peinture noire et ayant une tendance à restreindre les variations locales d'émissivité, est difficile à contrôler sous sollicitations tribologiques. Une épaisseur de peinture bien choisie, n'induisant pas de contraintes résiduelles ou de modifications trop importantes d'échanges thermiques, ne met pas à l'abri de changements d'état de surface liés aux circulations des débits de troisième corps. *In fine*, connaître la température, c'est connaître une partie de l'histoire tribologique des matériaux étudiés ¹⁶.

Enfin, les méthodes exploitant les techniques *métallographiques* se basent, quant à elles, sur les changements de propriétés des matériaux tels que les transformations de phase. En effet, une transformation allotropique, détectée via un essai de dureté par exemple, et tout à fait plausible dans le contact de métaux, est le signe qu'une température seuil a été atteinte. Contrairement aux conséquences microstructurales advenant des traitements thermiques [FEL 14], l'effet mécanique, apporté par les sollicitations tribologiques et provoquant des élévations de température, est méconnu. Outre le fait que cette technique soit *post mortem*, comment s'assurer que la modification microstructurale (ou transformations tribologiques superficielles : TTS [DES 11]) ne résulte pas d'un travail mécanique plutôt que thermique ? [SIM 14].

16. A l'instar des astres où la connaissance du spectre électromagnétique, en particulier dans l'infrarouge, permet de remonter à leur âge.

1.2.3 ...numériques

De par le confinement d'un contact, les mesures expérimentales permettent donc difficilement de remonter à son histoire. Ces mesures restent ponctuelles et sont délicates à exécuter directement *in situ* au cours d'un essai. Le découplage des grandeurs physiques à caractériser est également ardu ; tâche qui peut être accomplie par la simulation numérique.

Avec le succès des modèles par éléments finis dans la résolution des équations différentielles gouvernant des problèmes multiphysique, leur exploitation dans le cadre de la performance de freinage est devenue essentielle. Depuis les années 1990, en profitant des progrès du nombre d'opérations par seconde et de la taille de la mémoire des ordinateurs, une succession de modèles a permis d'enrichir la connaissance du comportement des freins en composites carbone-carbone. Ces modèles allient une géométrie issue de la phase de conception et des caractéristiques thermo-mécaniques dérivant du matériau de friction. Dès la thèse de Courtin [COU 97], un couplage thermo-mécanique par éléments finis, sans évaluation de phénomènes d'usure a été considéré pour un monorotor. Par la suite, en 1997, un code de calcul dénommé *Trèfle* [COU 99], non prédictif, a permis d'obtenir le profil de température à l'intérieur du puits de chaleur (multirotor). Il considère, à partir d'essais expérimentaux, les couples de freinage et la puissance dissipée induisant la circulation des flux de chaleur entre les disques sans gérer les contacts. Afin de réduire davantage les temps de calcul et faciliter l'utilisation numérique, le code non-commercial *Castha*, construit et employé par SAFRAN Messier-Bugatti-Dowty entre 2004 et 2008, simplifie au maximum la géométrie, les matériaux et la structure du frein et opte pour des maillages automatiques. Il dirige l'ingénieur vers une stratégie statistique, par la réalisation d'un grand nombre de calculs et de comparaisons. Ce qui aboutit à la déduction des paramètres de calcul les plus influents.

Ces différents codes utilisent la méthode des éléments finis dédiés au freinage et se basent sur de nombreuses hypothèses d'ordre mécanique, thermique ou tribologique :

- négligence du poids, de la force d'inertie et de la vibration, caractéristiques mécaniques constantes, hypothèse des petites perturbations (mécanique statique) ;
- système adiabatique sans convection ni rayonnement, conversion totale de la puissance de freinage en puissance thermique, caractéristiques thermiques anisotropes et dépendantes de la température (thermique) ;
- loi de frottement uniquement dépendante de la température, prise en compte de deux corps en contact dont le faciès d'usure peut être modifié, frottement de structure régi par une loi de Coulomb (tribologie).

Numériquement, les calculs thermo-mécaniques, au niveau du volume des disques, et tribologiques, d'un point de vue des surfaces des disques en contact, sont découplés (couplage faible) (*cf. Figure 1.5*). Grâce à l'hypothèse d'axisymétrie du puits de chaleur, une décomposition en série de Fourier des variables mécaniques et thermiques selon le nombre de pistons offre alors un modèle pseudo-3D. La gestion éventuelle des contacts entre les disques s'opère par une loi noeud à noeud binaire.

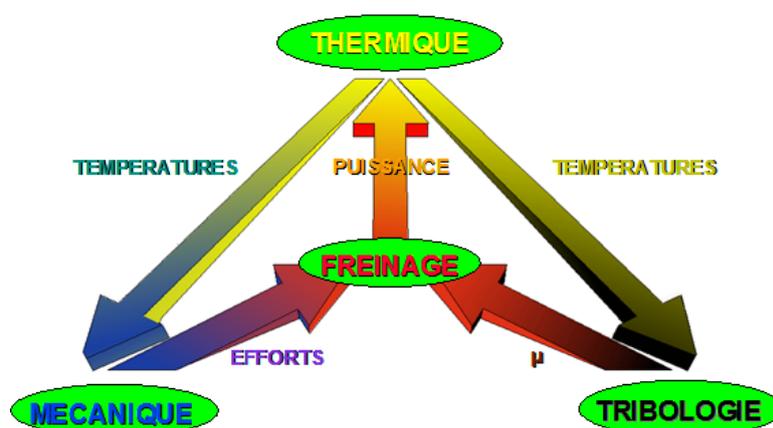
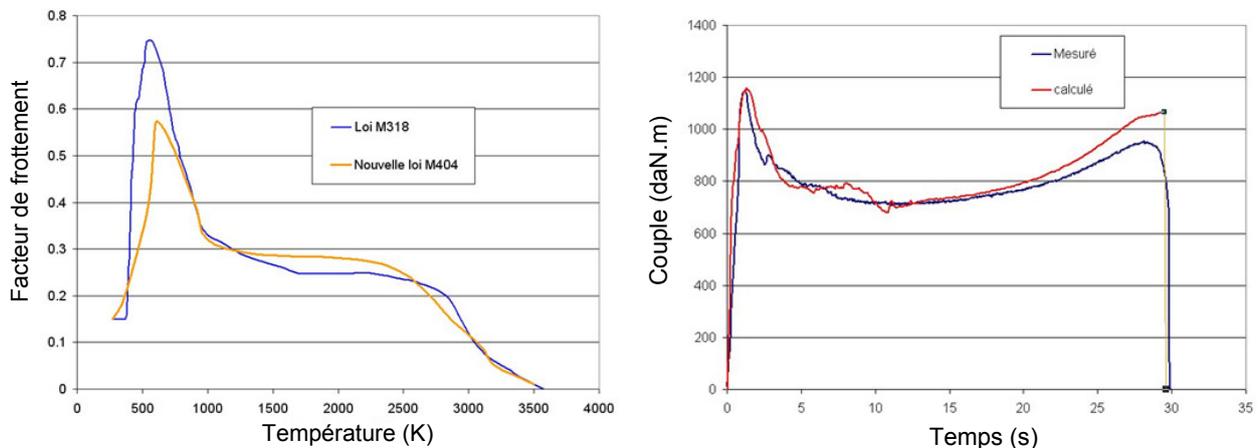


Figure 1.5: principe des découplages opérés par le code éléments finis Castha.

Si l'approche par éléments finis autorise le traitement de la problématique thermo-mécanique d'un freinage (géométrie du puits de chaleur, structure du frein, conditions d'essais et d'asservissement, caractéristiques thermo-mécaniques du matériau de friction), elle dissimule les nombreux phénomènes microscopiques existants à l'interface entre les disques, derrière l'aspect tribologique.

Malgré un faible écart entre résultats issus de simulations et d'essais (*cf. Figure 1.6*), la loi de frottement dépendante de la température n'est alors valable que pour une seule configuration. Elle doit être à chaque fois redéterminée par analyse inverse dans le cas d'un changement au niveau des propriétés géométriques et/ou du matériau (via une modification de la microstructure du matériau par exemple). Ces manques de prédiction implique la répétition des essais d'identification des lois tribologiques et sont onéreux.

Aujourd'hui, l'activité numérique en performance de freinage se poursuit via la méthode des éléments finis et le code MSC Marc [WOL 01]. Ce code commercial est durable par sa mise à jour régulière et la capitalisation de ses développements. Il assure donc une solution de calcul de qualité. La gestion des contacts, comparativement à Castha, est améliorée. Elle se fait noeud à segment ou segment à segment permettant de mettre en contact des noeuds qui ne sont pas forcément face à face. La loi de frottement peut être complexifiée, c'est-à-dire dépendant non seulement de la température mais également de la pression de contact, de la vitesse de glissement et d'un paramètre relié aux phénomènes annexes locaux. Les caractéristiques mécaniques et thermiques des matériaux peuvent être anisotropes et peuvent dépendre de la température. Il est aussi faisable de moduler la conversion thermo-mécanique et d'utiliser en termes d'usure, soit des faciès initiaux, soit des lois d'usures. Intégrer l'usure évite d'une part d'atteindre des températures déraisonnables en délocalisant les *points chauds* et d'autre part, de travailler en cycles de freinage de manière à tenir compte de l'histoire mécanique. Les études peuvent être menées du frein monorotor au frein multirotor, en 2D axisymétrique en tenant compte des éléments annexes de la structure du frein : le tube de torsion, la plaque de retenue et la couronne hydraulique.



(a) Loi de frottement déterminée par essai pour deux matériaux composites carbone-carbone. (b) Comparaison numérique/expérimentale du couple de freinage en service.

Figure 1.6: quelques résultats essai/calcul numérique.

1.2.4 Des modèles thermo-mécaniques macroscopiques sans attentions tribologiques

Nous avons présenté des modèles thermo-mécaniques utilisés pour le calcul de la performance de freinage. Ils servent à modéliser davantage l'échelle macroscopique que l'échelle microscopique. Les liens avec la conception, les essais et les temps de calculs limités sont entre autres à l'origine de ce choix d'échelle. Ces modèles thermo-mécaniques n'explorent donc pas le côté "local" menant aux régions où se déroulent les phénomènes à l'origine du frottement et de l'usure. Pourtant, en raison de l'investigation des phénomènes locaux et de leur découplage associé, les paramètres utilisés par des modèles analytiques et numériques globaux, comme le facteur de frottement, pourront être spécifiés.

1.3 Tribologie numérique du freinage

A cause de la forte inertie d'un avion lors de son atterrissage, le cas du freinage aéronautique est un bon exemple pour ressentir l'énergie dissipée en particulier sous forme de chaleur. En effet, les températures atteintes au coeur du puits de chaleur peuvent facilement atteindre 2000 °C lors d'un freinage RTO. Pour tenter de comprendre les phénomènes thermo-mécaniques à l'origine de ces dissipations d'énergie, il faut caractériser la tribologie à une échelle locale.

Dans cette partie, nous décrirons donc les liens entre tribologie, mécanique et thermique permettant d'aboutir à l'écriture de modèles prenant en compte deux corps en contact puis trois corps en contact. C'est en intégrant le contact à trois corps que nous pourrions appréhender localement la thermo-mécanique.

1.3.1 Rappels et réflexions autour de notions...

1.3.1.1 ...thermiques

Température de contact En considérant un contact entre deux corps rugueux, la chaleur générée résulte de l'interaction des aspérités d'une taille de l'ordre de $10\ \mu\text{m}$. A cette échelle, les micro-contacts mettent en mouvement une grande quantité d'énergie dans un petit espace et ce, pendant un temps relativement court (en deçà de $10\ \mu\text{s}$). La forte élévation locale de température (estimée à $1\ 000\ ^\circ\text{C}$ [ZAI 09]) qui s'en suit, est alors nommée "*température flash*" (ΔT_f) [DEN 00]. En s'éloignant de la taille caractéristique d'une aspérité, l'intégration thermique sur toutes les aspérités du contact en temps et en espace donne une élévation de température nominale de contact (ΔT_{nom}). La température de contact T_c est finalement bien décrite si elle est fonction de la température dans le volume des corps en contact (à quelques *mm* de la surface et mesurée par des thermocouples) T_b . Si bien que T_c est défini par [KEN 01] :

$$T_c = T_b + \Delta T_{nom} + \Delta T_f. \quad (1.3)$$

Cette équation, séparant volontairement les contributions de température d'un point de vue volumique et surfacique, rassemble causes et conséquences thermiques. Tous les termes, chacun ayant ses propres échelles de temps et d'espace caractéristiques, sont certainement reliés entre eux et la mesure de T_b provient alors d'une succession de mesures de ΔT_{nom} à différents temps et points spatiaux.

Plusieurs méthodes analytiques ont été proposées par Blok [BLO 37] et Jaeger [JAE 42] pour calculer l'élévation de température due à une source de chaleur stationnaire sur un corps immobile puis en mouvement [CAR 58, ARC 59, KUH 87, GRE 91, TIA 94]. Les formes des sources de chaleur et les distributions des flux sont modulables en fonction de la déformation atteinte par les aspérités. Ainsi, dans le cas d'un contact élastique (contact de Hertz), les distributions des flux de chaleur peuvent être paraboliques ou ellipsoïdales alors qu'elles sont pratiquement uniformes dans le cas d'aspérités déformées plastiquement. L'expression de la *température flash* maximale atteinte dans le contact a été déterminée en fonction de la géométrie et de la vitesse de la source de chaleur. Ces facteurs sont rassemblés à travers le nombre de Péclet Pe , qui caractérise l'influence de la vitesse de la source de chaleur V , sa longueur caractéristique l_c (rayon, largeur, ...) et la diffusivité thermique κ de la source de chaleur, tel que :

$$Pe = \frac{Vl_c}{\kappa}. \quad (1.4)$$

En comptant ces différentes caractéristiques de la source de chaleur, une solution calculant la *température flash* s'énonce par :

$$\Delta T_{f,max} \approx \frac{ql_c}{k_{th}\sqrt{\pi Pe}}, \quad (1.5)$$

où k_{th} définit la conductivité thermique et q , un flux surfacique.

Concernant les cas transitoires, Kennedy signale qu'ils peuvent être négligés car les régimes thermiques stationnaire ou quasi-stationnaire sont atteints très rapidement après le chargement et glissement [KEN 01]. La température nominale de contact est pertinente dès la remontée de l'échelle spatiale, où les *températures flash* au niveau des aspérités sont moyennées sur une surface plus grande. Selon le contact, il est concevable que la température s'élève incessamment car la source de chaleur passe périodiquement par le même point (cas d'un contact disque/disque). Des effets convectifs ou radiatifs contribuent en outre à l'évolution thermique (cas d'un contact pion/disque). Durant un temps t , où une sollicitation tribologique est appliquée, l'élévation de la température nominale de contact peut se traduire par :

$$\Delta T_{nom} \approx CQ \frac{\sqrt{t}}{\epsilon}, \quad (1.6)$$

avec C , une fonction de forme qui dépend des propriétés thermiques des matériaux en contact, de leur géométrie, de l'aire de contact nominale, Q , le flux de chaleur entrant au niveau du contact dû aux effets de frottement et d'autres sources de chaleur et ϵ , l'effusivité thermique¹⁷. Physiquement, même si ces modèles proposent des tendances pour la température de contact, ils font difficilement le lien avec l'évolution des mécanismes à l'origine des sources de chaleur tels que les effets mécaniques (plasticité, fissuration).

Étant donné que le freinage est un phénomène transitoire, des modèles thermiques ont été avancés essentiellement dans le cadre du freinage automobile [NEW 59, LIM 92, DUF 95]. Contrairement au freinage aéronautique, le frein est conçu avec un disque en rotation d contre une garniture fixe g , de telle sorte qu'il dissipe l'énergie cinétique en induisant directement des échanges thermiques avec l'environnement. En faisant l'hypothèse d'un flux surfacique q linéairement décroissant à partir d'un temps de freinage t_f , la température en surface du disque T_c^f vaut alors :

$$T_c^f = \frac{q_0 \sqrt{\kappa}}{k_{th}^d (1+s)} \left\{ \frac{2\sqrt{t}}{\sqrt{\pi}} \left(1 - \frac{2}{3} \frac{t}{t_f} \right) \right\}, \quad (1.7)$$

avec $s = \frac{k_{th}^g}{k_{th}^d} \sqrt{\frac{\kappa^d}{\kappa^g}}$ et q_0 la valeur du flux surfacique à l'instant $t = 0$.

Bien qu'il s'agisse d'un modèle efficace, la supposition d'une décroissance linéaire de la source de chaleur implique une décroissance linéaire de la vitesse de freinage. Par conséquent, l'évolution des grandeurs caractérisant le freinage (décélération, pression) et des phénomènes physiques inhérents, dont la génération de chaleur, sont occultés.

Génération de la chaleur Qu'est ce qui est à l'origine de la génération de chaleur lors du contact entre deux corps en mouvements relatifs et comment la modéliser? Cette question est aujourd'hui toujours ouverte puisqu'elle implique d'appréhender des conversions d'une forme d'énergie à une autre et notamment de revoir les équations d'état de la thermodynamique (relation entre travail et chaleur) dans le cadre de processus dissipatifs

17. L'effusivité désigne la capacité d'un matériau à absorber (ou restituer) plus ou moins rapidement un apport de chaleur.

[LIN 02, SHA 04, BRY 08, AMI 10]. Une certaine incompréhension des processus thermo-mécaniques réside dans la description des phénomènes (qu'est-ce qui fait le passage d'une physique à une autre ?) ainsi que dans les quantités transformées (quelle est la part de l'énergie de frottement dissipée en chaleur ?). Physiquement, le phénomène de génération de chaleur est étroitement lié à la vibration atomique¹⁸ et demeure plutôt mal compris d'un point de vue modèle [LAN 94, MAJ 03]. En effet, le raisonnement systématique consiste à intégrer toutes ces manifestations en surface, à travers le facteur de frottement μ , à qui on factorise la puissance mécanique injectée dans le système $F_n \times V$, telle que la chaleur générée Q_{gen} vaut :

$$Q_{gen} = \mu F_n V. \quad (1.8)$$

Cette équation, très globale et applicable à toute échelle (en raison du facteur de frottement μ), "épargne" les tribologues car elle respecte l'homogénéité des unités. A l'instar de l'usure, elle n'expose pourtant pas les nombreux mécanismes qui peuvent être sources de chaleur [UET 78, LAR 99] :

- déformation (plastification) ;
- rupture (fissuration, détachements de particules) ;
- actions/réactions physico-chimiques (oxydation, réactions exothermiques, adhésion, changement de phase) ;
- acoustiques (bruits, vibrations) ;
- optiques (photo-émission, étincelles).

Parmi les causes identifiées et leur part énergétique, la conversion en chaleur à partir du travail plastique nécessaire à une déformation irréversible des corps en contact est couramment admise comme environ égale à 90 % [TAY 34, MCL 62, KEN 84]. Plus généralement, d'autres auteurs affirment que la majorité de l'énergie mécanique dissipée par frottement est principalement convertie en chaleur ; aussi de l'ordre de 90 % dans une zone inférieure à 10 μm [KEN 82, DEN 00]. Outre l'identification et la part que représentent ces conversions de phénomènes énergétiques (en travail ou en chaleur), leur localisation est tout autant essentielle car ces phénomènes peuvent intervenir plutôt en volume ou plutôt en surface. Ce constat exige donc de différencier ces deux contributions.

Lorsque les volumes des corps en contact subissent une déformation plastique, une expression propose de relier le taux volumique de génération de chaleur Q_{gen}^v à la contrainte équivalente $\bar{\sigma}$ et le taux de déformation plastique équivalent $\dot{\epsilon}_p$ [KEN 81] :

$$Q_{gen}^v = \bar{\sigma} \dot{\epsilon}_p. \quad (1.9)$$

En utilisant l'équation 1.8, le flux de génération total s'écrit alors :

$$Q_{gen} = Q_{gen}^v + Q_{gen}^s. \quad (1.10)$$

18. Phénomène source de celui de la conduction de la chaleur qui consiste à transmettre et à répartir les vibrations atomiques.

Kennedy nous révèle toutefois une négligence de la contribution Q_{gen}^v si l'épaisseur des corps en contact est supérieure à 100 μm [KEN 81].

Si des efforts ont été entrepris sur la comptabilisation de la conversion du travail plastique en chaleur, il n'existe pas de relation évaluant la part que peuvent prendre les autres mécanismes de génération de chaleur (réactions physico-chimiques, rupture). Leurs potentiels effets sont tous intégrés dans la variable μ , ce qui réduit notre ressenti de la thermique et nos explications au sujet de la génération de chaleur. Même s'il est possible de mesurer localement des températures ou des flux de chaleur, nous avons des difficultés pour comprendre l'origine des différentes sources de chaleur. Nous ne pourrions donc pas contrôler des paramètres physiques ou chimiques permettant d'avantager ou non certaines d'entre elles et ainsi mieux maîtriser la thermique d'un contact.

Partage de la chaleur Les modèles précédents considèrent la génération de chaleur, notamment issue du déplacement d'une source de chaleur au niveau d'un corps. Néanmoins, ces modèles thermiques ne rendent pas compte des possibilités de partage de la chaleur dans chacun des volumes des deux corps en contact, en fonction de leur propriétés respectives. De ce fait, des coefficients de partage de génération de chaleur p_g [CHA 01] ou de conduction p_c [VER 56] entre les corps 1 et 2 ont été posés de manière à ce que :

$$\begin{cases} Q_{gen} = Q_{gen}^1 + Q_{gen}^2 = p_g \mu PV + (1 - p_g) \mu PV, \\ p_c = \frac{1}{1 + \frac{\epsilon_1}{\epsilon_2}}. \end{cases} \quad (1.11)$$

avec ϵ_1 et ϵ_2 , les effusivités thermiques des corps 1 et 2, P , la pression appliquée et V , la vitesse au contact.

L'évaluation des coefficients de partage est délicate du fait de phénomènes évoluant pendant les régimes transitoires. En faisant l'hypothèse que les températures maximales sont identiques de part et d'autre du corps en contact (postulat de Blok [BLO 37]), des tendances peuvent être tirées sur la valeur des coefficients. En faisant usage des méthodes numériques itératives, ces coefficients peuvent dépendre de l'espace et être calculés en chaque point où les surfaces interagissent [LIN 73, BOS 95].

Dans le cas d'un contact de forme rectangulaire entre un corps au repos et un corps en mouvement, le postulat de Blok amène à l'expression suivante :

$$p_g = \frac{1}{1 + \frac{k_{th}^2}{k_{th}^1} \sqrt{1 + Pe}}. \quad (1.12)$$

avec k_{th}^1 et k_{th}^2 , les conductivités thermiques des corps 1 et 2.

Les expressions p_g et p_c deviennent similaires lorsque la vitesse tend vers 0 ($Pe \rightarrow 0$) et montrent en conséquence que la chaleur se dirige préférentiellement vers le corps le plus conducteur. En prenant en compte des sources de chaleur dont la forme est proche de celles des aspérités (formes hémisphériques) et ayant un comportement élastique ou plastique, l'expression (1.12) se complexifie. Elle devient aussi bien fonction des *températures flash*, que des températures dans le volume des corps en contact, que de leur température nominale de contact.

Le partage de la chaleur semble donc mieux compris que la génération de chaleur et les expressions déterminant les coefficients jaugent au moins les propriétés thermiques des deux corps en contact. Entres autres, les défauts de surface (aspérités) devraient également prendre une part non-négligeable dans ces expressions car, physiquement, elles peuvent être à l'origine d'une manifestation nommée *instabilités thermo-élastiques*. Elle provient de la dissipation thermique qui localise la chaleur à l'échelle du contact microscopique, dans une région dont l'aire se trouve dans une échelle comprise entre la dimension d'une aspérité et celle de la surface de contact. Ce phénomène a pour origine un entretien du chargement thermique, via des sollicitations périodiques, et fait entrer en compétition les dilatations thermiques des points de contact avec leur usure.

Résistances thermiques de contact Avec la détermination du comportement des aspérités sur l'aire réelle de contact, cas d'un contact imparfait (cf. *Figure 1.7*), et de manière générale avec la modélisation du changement de comportement thermique lorsqu'il existe une discontinuité physique entre deux corps, la grandeur thermique appelée *résistance thermique de contact* s'est naturellement imposée.

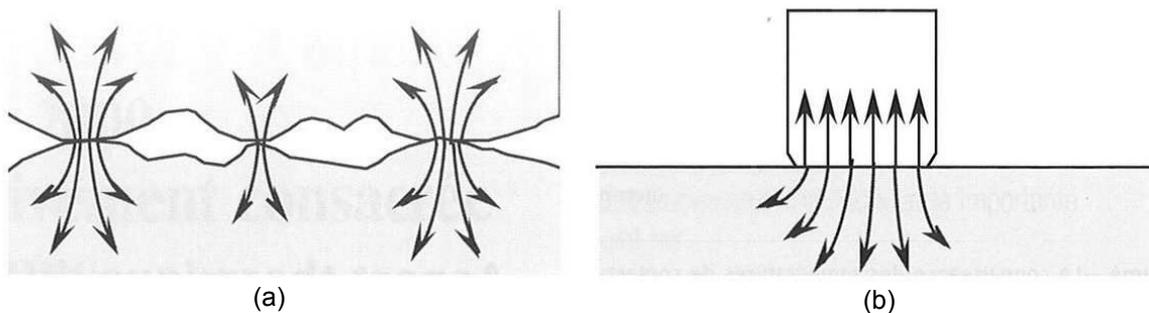


Figure 1.7: contact imparfait (a) ou parfait (b) modifiant les lignes de flux de chaleur selon Denape *et al.* [DEN 00].

A l'inverse d'un contact parfait (si celui-ci existe théoriquement), un contact imparfait impose donc une conduction de la chaleur entre deux corps en contact par un nombre fini de points [LIN 64]. Du fait de l'énergie apportée au système par la pression appliquée et la vitesse de glissement, ce transfert de chaleur est altéré par des changements d'états physico-chimiques en surface (par exemple, oxydation ou changements de phases) [LI 96, HU 13] et par le mouvement de l'air présent dans les espaces inter-aspérités ou dans les porosités (convection, rayonnement).

Dans ce cas, des *constrictions des lignes de flux* aux points de contact apparaissent [LAR 96]. De manière générale, par analogie avec la résistance électrique, la résistance thermique de contact se formule comme :

$$R = \frac{T_1 - T_2}{Q_{cond}}, \quad (1.13)$$

avec T_1 et T_2 les températures respectives dans les deux corps 1 et 2 en contact et Q_{cond} , le flux de chaleur circulant du corps le plus chaud au corps le plus froid. Des modèles analytiques plus ou moins élaborés ont été cités pour un contact statique [LAR 99] ou un contact glissant [BAR 94, BOU 03]. Selon la géométrie de contact [SUN 04], la forme [MUZ 01], la distribution des flux de chaleur [LAR 02] ou la déformation de l'interface élastique [YOV 67, BAH 05] ou plastique [SRI 96, SAL 98], un paramètre de constriction (sans dimension) ψ_c est introduit :

$$\psi_c = k_{th} \sqrt{A_c} R, \quad (1.14)$$

avec A_c , l'aire de contact. Il est alors difficile de séparer les comportements thermiques entre les échelles microscopique (échelle de l'aspérité) et macroscopique (échelle du contact global). Dans ce cadre, un modèle de résistance thermique de contact (statique) a été par exemple proposé aux deux échelles mentionnées lors du contact entre une sphère et un plan [BAH 04b] (*cf. Figure 1.8*) :

$$\begin{cases} R_{micro} = \frac{H}{1,57k_{th}F_n} \frac{\sigma}{m}, \\ R_{macro} = \frac{(1 - (a_{macro}/b_{macro})^{1,5})}{2k_{th}a_{macro}}. \end{cases} \quad (1.15)$$

Dans le système (1.15), H représente la dureté Vickers, σ , la rugosité RMS, m , la pente moyenne de la rugosité, a_{macro} , le rayon de contact entre la sphère et le plan et b_{macro} , le rayon des corps en contact.

Si nous intégrons le glissement dans la formulation de la résistance thermique de contact, la vitesse du système tiendrait la responsabilité d'atténuateur de constriction [BAR 94]. Elle a donc tendance à faire diminuer la résistance thermique de contact et s'explique par l'élévation du nombre de points de contacts avec le temps qui amplifient les échanges de chaleur. Laraqi [LAR 96] a alors suggéré de réécrire le paramètre de constriction tel que :

$$\begin{cases} \psi_c = \frac{0,47(1 - \exp(-u))}{u} [1 + 0,68(1 - \exp(-u)) - 0,73(1 - \exp(-u))^2], \\ u = 0,629 \sqrt{\frac{Vl_c}{\kappa}}. \end{cases} \quad (1.16)$$

Ici, l_c indique la dimension caractéristique de la zone de contact et le rapport Vl_c/κ est une vitesse réduite équivalent au nombre de Péclet. Bien que ce paramètre de constriction tienne compte des propriétés cinématiques (V) et matériaux (κ) du système, l'adimensionnalisation de ψ_c intègre un certain nombre de coefficients qui particularise les équations et rend difficile

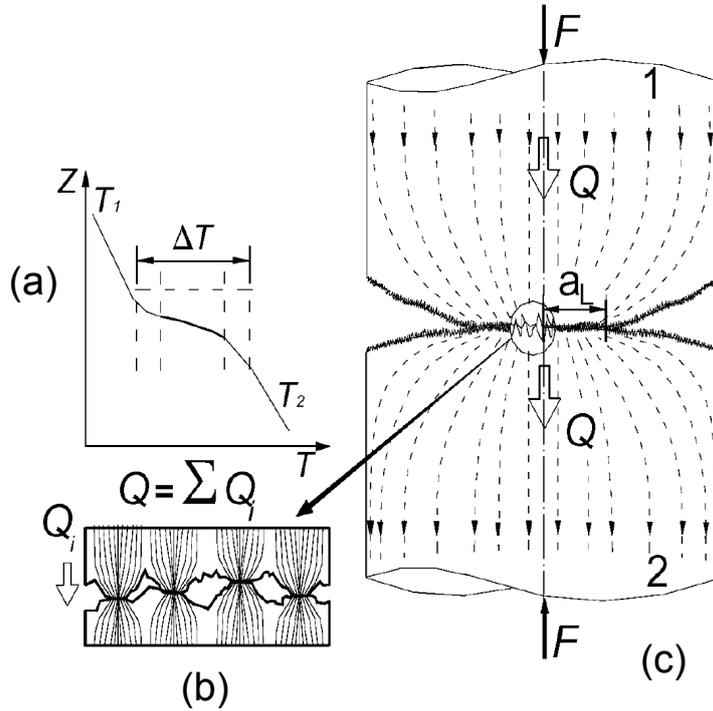


Figure 1.8: saut de température entre les corps 1 et 2 (a) provenant des contributions des micro-constriction (b) et de la macro-constriction des flux de chaleur (c) d'après Bahrami *et al.* [BAH 04c].

la compréhension des phénomènes thermiques. Dans le même esprit, Bardon [BAR 94] inscrit la résistance glissante de contact $R_{glissante}$ en relation avec une fonction de constriction f , une fonction g et un paramètre $\beta \approx 1,178$:

$$\left\{ \begin{array}{l} R_{glissante} = \frac{1}{k_{th}} f g(v^*), \\ v^* = \frac{V}{\kappa}, \\ g(v^*) = \frac{1 - e^{-\beta v^*}}{\beta v^*}. \end{array} \right. \quad (1.17)$$

La résistance thermique de contact est une notion physique qui illustre la facilité qu'ont les flux thermiques à franchir une interface entre deux corps. Or, à la vue des équations de la littérature, il s'agit d'une notion globale, traduite par des paramètres simplifiés qui ne retrace certainement pas tous les enchevêtrements de phénomènes. En particulier, la résistance thermique de contact en glissement (*cf.* Équations (1.16), (1.17)) est régie par des fonctions et des coefficients qui cachent les modifications microstructurales des matériaux en contact. Les facteurs influençant la résistance thermique de contact sont nombreux et ne peuvent être tous introduits dans des modèles analytiques. Voici une liste des facteurs influents rappelée par Kaza [KAZ 10] :

- la température ;
- la pression de contact ;
- l'état de surface ;
- le temps de contact ;
- la déformation à l'interface ;
- la conductivité thermiques des surfaces en contact ;
- l'oxydation des surfaces.

Ces différents paramètres sont très variables d'un essai à un autre et demeurent plus ou moins difficiles à ajuster. En effet, comment distinguer l'influence de l'environnement, des sollicitations tribologiques sur l'évolution de la chimie de surface ? Comment s'assurer que la rugosité est identique en toute région des surfaces en contact ? Des modèles numériques sont donc nécessaires pour mieux intégrer certains phénomènes quitte à ce que leur évolution au cours du contact, comme la géométrie, la physico-chimie ou la part d'énergie dissipée, reste floue.

1.3.1.2 ...et tribologiques

Loi d'Amontons-Coulomb Après les travaux pionniers de Léonard de Vinci (1452-1519) durant lesquels il faisait frotter des blocs de divers matériaux sur des plans plus ou moins inclinés par rapport à l'horizontale, travaux qui lui ont permis d'observer qu'un solide glisse toujours à partir du même angle limite d'inclinaison du plan, peu importe l'aire de contact, Charles Augustin Coulomb (1736-1806) [COU 85] reprend les résultats de Guillaume Amontons (1663-1705) [AMO 99]. Il énonce une loi sur laquelle repose toujours la majorité des études expérimentales et numériques en tribologie des contacts secs¹⁹ : il existe une relation de proportionnalité entre la force de frottement F_t et la charge normale F_n appliquée au système des deux corps étudié tel que :

$$\mu = \frac{F_t}{F_n}. \quad (1.18)$$

Nous qualifierons ce rapport (ou loi de Coulomb) de *facteur de frottement* [COL 13]. Bien plus qu'un simple "*coefficient*", il désigne les multiples phénomènes liés aux matériaux et à l'environnement se dissimulant derrière la notion de frottement.

Loi d'Archard En parallèle, en cherchant à restreindre la perte de matière ou de fonctionnalité à la suite d'une dégradation liée au frottement sec, des modèles ont été proposés pour prédire l'usure. Bien qu'aucun consensus global n'ait abouti actuellement au choix d'une unité conventionnelle, Archard [ARC 53] énonça une relation entre le volume usé V_u , la force appliquée F_n et la distance parcourue L_p (nommée usuellement loi d'Archard) :

$$V_u = c_1 F_n L_p. \quad (1.19)$$

De cette équation, une forme énergétique relie également l'énergie introduite dans le système (pression \times vitesse de glissement) à la vitesse d'usure dh/dt avec h , la profondeur de la piste

19. En clair, sans volonté d'introduire un quelconque lubrifiant fluide.

d'usure :

$$\frac{dh}{dt} = c_2 PV, \quad (1.20)$$

avec c_1 et c_2 , des coefficients de recalage. Dans ce type de loi, outre la façon de mesurer un volume usé, toute la physique, la méthode expérimentale (tribomètre) et l'environnement se retrouvent intégrés dans les coefficients de recalage et autorise exclusivement une étude d'essais comparative. Cette philosophie s'est poursuivie par l'édition de cartes d'usure et d'abaques [LIM 87] pour des conditions spécifiques d'essais. Ces abaques sont largement employées par les bureaux d'étude pour tenter de prédire rapidement la tenue en service des pièces mécaniques en contact. Aujourd'hui, il existe toujours un grand écart entre ces modèles d'usure empiriques et l'identification des mécanismes physiques et chimiques qui dégradent et usent les matériaux en contact : usure par adhésion, abrasion, érosion, corrosion ou fatigue [GOU 04].

Concept de troisième corps Dans les années 1970, les études menées sur les contacts secs et les analogies recherchées avec les contacts lubrifiés (huiles, graisses) amena Godet à proposer le concept de *troisième corps* [GOD 84]. Ce dernier traduit l'existence d'un "corps" séparant deux corps en contact et accommodant leur différentiel de vitesse. Sans évoquer le terme de *troisième corps*, Amontons a pourtant relevé ses propriétés à l'interface de contact à la fin du XVII^e siècle²⁰ [AMO 99]. Ce concept a permis d'une part d'harmoniser la mécanique des contacts fluides et solides. D'autre part, il a permis de faire une avancée scientifique capitale puisqu'une brique supplémentaire a été ajoutée à la compréhension physique des phénomènes de frottement et d'usure ayant lieu à différentes échelles²¹.

Le troisième corps a pour rôles, entre autres, de séparer les premiers corps, de transmettre la charge normale et d'accommoder les vitesses entre les premiers corps. Le troisième corps joue un rôle concernant l'irréversibilité des phénomènes de frottement et d'usure, à travers les processus de dissipation d'énergie (chaleur, usure, ...), au niveau de l'échelle de l'interface.

Triplet(s) tribologique(s) La notion de contact a été par la suite revue. L'entrée en contact de deux corps (rotor et stator dans le cas du frein aéronautique), nommés *premiers corps*, animés d'une force normale et d'une vitesse relative, génère l'existence d'un *troisième corps* [GOD 84]. Les premiers corps interagissent par le biais d'un *mécanisme* pouvant être statique ou dynamique (pistons, couronne hydraulique, plaque de retenue, roues, ...) ou de plusieurs natures : cinématique de pièces mécaniques, environnement, température. Les comportements réactifs d'un point de vue mécanique, thermique ou chimique des premiers corps et du mécanisme sont par ailleurs tributaires de l'action du troisième corps. Cet ensemble troisième corps, premiers corps et mécanisme est rassemblé sous le concept de *triplet tribologique* (cf. *Figure 1.9*).

Même dans des conditions de laboratoire où les tribologues, par l'intermédiaire de tribomètres, tentent de maîtriser un triplet tribologique, tout contact dans la vie courante s'inscrit

20. "Que la résistance causée par les frottements est à peu près la même dans le fer, dans le cuivre, dans le plomb, dans le bois, en quelque manière qu'on les varie, lorsque ces matières sont enduites de vieux-oint."

21. Des agrégats de graphite à la tectonique des plaques.

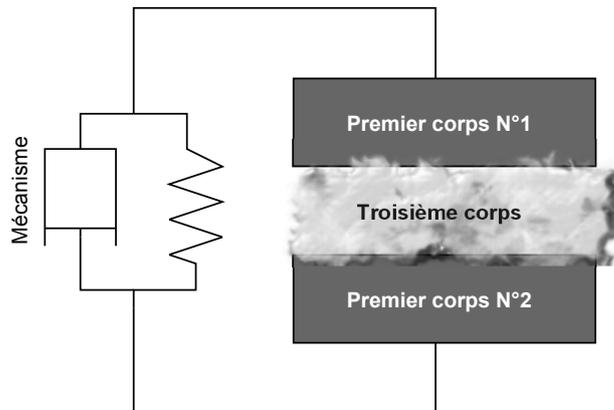


Figure 1.9: concept du triplet tribologique.

dans le cadre d'une succession de triplets. Lorsqu'une multitude de corps interagissent et que notre observation est bornée uniquement au contact entre deux corps, correspondant aux premiers corps, le mécanisme les activant se trouvent être les premiers corps à une autre échelle. Les autres triplets sont donc intégrés le plus souvent dans le mécanisme du contact considéré.

Circuit tribologique L'évolution spatio-temporelle (dynamique) du triplet tribologique a amené Berthier [BER 88a] à évoquer des possibilités de cheminement de la matière constituant le troisième corps et les premiers corps sous formes de débits :

- le **débit source** (D_s) issu de l'interaction et de la dégradation des premiers corps qui transforme la matière en troisième corps (**débit source interne** ($D_{s,i}$)), soit issu de l'injection de matière provenant de l'extérieur du triplet et formant le troisième corps (**débit source externe** ($D_{s,e}$));
- le **débit interne** (D_i) caractérisant l'évolution du troisième corps au sein du contact, entre les premiers corps;
- le **débit d'éjection** (D_e) spécifiant la sortie du troisième hors du contact.

Pour cette dernière éventualité, le troisième corps a soit la possibilité d'être éjecté et d'entrer à nouveau dans le contact à un moment ultérieur²², définissant alors le **débit de recirculation** (D_r). Soit, le troisième corps est éjecté du contact de manière définitive et forme le **débit d'usure** (D_u).

Cet ensemble de débits de troisième corps, dénommé *circuit tribologique* (cf. Figure 1.10) peut se formaliser à travers le système d'équations d'équilibre suivant :

$$\begin{cases} D_e = D_r + D_u, \\ D_s + D_r = D_i + D_u. \end{cases} \quad (1.21)$$

²². Ce cas est très probable dans un contact où la géométrie est axisymétrique ou bien si les sollicitations sont périodiques.

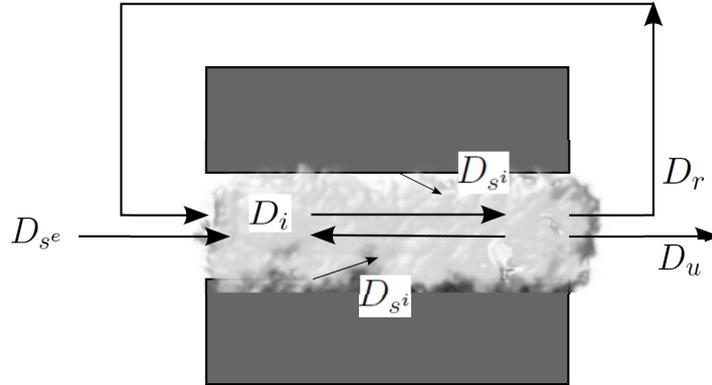


Figure 1.10: circuit tribologique (mécanique) d'après Berthier [BER 88a].

A travers cette vision mécanique du triplet tribologique, la notion d'usure est revisitée et n'est alors pas vue comme une simple dégradation de la matière des premiers corps mais comme une éjection définitive de matière du contact. Ayant conscience des niveaux de contraintes locaux atteints dans le contact et allant jusqu'à plusieurs *GPa* [NIC 01], le troisième corps et les premiers corps peuvent, en plus de circuler, subir des écoulements plastiques et engendrer des **débits plastiques** D_p . Tous ces débits ont l'opportunité d'être distingués entre une contribution longitudinale et une contribution latérale [JAC 96], nous rappelant la tridimensionnalité d'un contact.

1.3.2 Modèles tribo-thermo-mécaniques analytiques

Sans pour autant parler de concept de triplet tribologique, des modèles physiques ou analytiques ont été avancés pour tenter de prédire le comportement thermique lorsque deux corps sont séparés par une couche interfaciale. Tous s'appuient sur une partie des concepts évoqués précédemment.

1.3.2.1 Thermique d'une couche continue de troisième corps homogène

Ryhming [RYH 79] fut le premier à proposer une modification des équations de Jaeger [JAE 42, CAR 58] en considérant l'influence d'un volume intermédiaire Ω_i continu et homogène séparant les premiers corps (cas d'un contact entre une pièce p et un outil o) (*cf. Figure 1.11*). L'ensemble du flux de chaleur est généré par déformation plastique suite à l'accommodation de vitesse des premiers corps.

Dans un problème réduit à une dimension, le profil de température dans le volume intermédiaire T_{Ω_i} d'épaisseur d , dépend des températures au niveau de la pièce où est appliquée la vitesse T_p et au niveau de l'outil où est appliquée la force normale T_o :

$$T_{\Omega_i}(z) = T_p + \frac{q_\mu}{2\alpha_{\Omega_i}} z(d-z) + (T_o - T_p) \frac{z}{d}, \quad (1.22)$$

avec α_{Ω_i} , la diffusivité thermique du volume intermédiaire Ω_i , q_μ , la génération de chaleur locale par unité de surface et de temps t qui s'écrit sous la forme :

$$q_\mu = \frac{\mu F_N V}{ld}, \quad (1.23)$$

où μ est le facteur de frottement macroscopique, F_n , la force normale de contact, V , la vitesse de glissement, l et d respectivement la longueur et l'épaisseur du contact. Ryhming montre alors que la température maximale atteinte dans le contact peut se trouver dans le volume de l'interface, proche de la surface du premier corps de plus basse effusivité mais non nécessairement en surface des premiers corps.

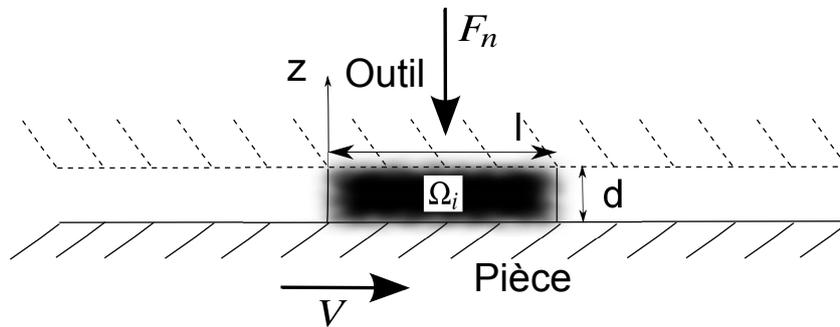


Figure 1.11: modèle de Ryhming proposant une couche interfaciale continue Ω_i [RYH 79].

Ce modèle, intégrant pour la première fois la notion de contact à trois corps, illustre de nouvelles caractéristiques thermiques au sein du troisième corps. Il revoit la définition de température d'un contact et montre sa dépendance à de nombreux paramètres mécaniques ou thermiques des premiers corps ou du troisième corps. Ce modèle reste à affiner car il intègre le facteur de frottement. Ce qui implique d'envelopper sous une même variable différents mécanismes physiques pouvant être à l'origine de la génération et du transfert de chaleur au sein de l'interface (voir section 1.3.1.1).

1.3.2.2 Thermique avec une prise en compte de l'usure

Même si le débit d'usure issu du circuit tribologique n'est pas directement examiné, des modèles ont été formulés afin d'intégrer le phénomène d'usure dans la modification du comportement thermique des contacts secs. En repartant de la loi d'Archard [ARC 53], ces modèles traduisent une accélération du refroidissement du contact (chaleur mieux dissipée) grâce à l'usure (et en particulier le débit d'usure).

Olesiak *et al.* [OLE 97] avancent qu'une partie de la chaleur générée sert à user le matériau. Bien que Gu *et al.* [GU 01] soulignent que cette dernière reste faible devant la chaleur générée par frottement, moins d'énergie demeure disponible pour dissiper de la chaleur par frottement. Si nous reprenons l'expression de la chaleur générée (1.24) à la section 1.3.1.1, celle-ci devient :

$$Q_{gen}^{su} = (1 - u)\mu F_n V, \quad (1.24)$$

avec u , la part du flux de chaleur global qui est évacuée par l'usure. D'autres travaux [GU 00] considèrent que l'énergie utilisée pour user les premiers corps en contact dépend aussi de la température de leur surface. Cet aspect, en envisageant à la fois les effets du frottement et de l'usure sur le flux de chaleur généré à l'interface, s'est prolongé afin d'écrire des partages de la chaleur différents en fonction des propriétés thermiques des premiers corps [STR 96, IRE 02]. Il a abouti à une expression du flux de chaleur généré à l'interface avec une évaluation de l'usure telle que :

$$Q_{gen}^{su} = (\mu + c_1 F_n) F_n V, \quad (1.25)$$

où c_1 est le coefficient de recalage provenant de loi d'Archard. Ces modèles font l'hypothèse de contacts parfaits, intégrant une égalité des températures aux interfaces entre les corps en contact (contacts parfaits) et ne permettent pas de probables sauts thermiques locaux.

En envisageant des contacts plus réalistes, des approches plus locales ont été abordées afin de lier usure et génération de chaleur en passant par un formalisme thermodynamique [DRA 00, DRA 01]. Via le deuxième principe de la thermodynamique, un critère d'usure a été posé, relatif à la montée de l'entropie. Il explicite le taux de restitution d'énergie séparant les termes de frottement et d'usure dans la dissipation globale. Ce critère d'usure assimile cependant les phénomènes de frottement dans un facteur, ne clarifiant pas le passage des phénomènes macroscopiques (échelle globale) aux phénomènes microscopiques (échelle locale). De plus, ce critère suppose une continuité des températures aux interfaces du troisième corps et des premiers corps.

L'influence du débit d'usure sur le comportement thermique reste un aspect partiel d'un problème de tribologie. En effet, nous pouvons nous demander quelle part représente l'influence des autres débits de troisième corps, qui évolue dans le contact (débit interne) ou recircule (débit de recirculation), sur les flux de chaleur.

1.3.2.3 Thermique avec une notion de résistance thermique de contact

Ces différents débits ont une conséquence sur la *résistance thermique de contact* (préablement définie dans la section 1.3.1.1). Day [DAY 90] décompose le contact entre deux corps en cinq parties reprenant les différents sites des modes d'accommodation de Berthier [BER 88b] (dans le sens de l'épaisseur : matériau de friction vierge (S_1), zone de réaction (S_2), surface oxydée (S_3), couche d'interface (S_4), matériau antagoniste (S_5)). Il modélise la couche d'interface par la méthode des éléments finis. La conductance thermique de contact (inverse de la résistance thermique de contact) est choisie entre 1 000 et 10 000 $\text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$ de manière à observer un saut net de température entre les deux premiers corps. Cette *résistance thermique de contact* est finalement une deuxième manière de voir le modèle de Ryhming (*cf. Section 1.3.2.1*) car l'influence thermique du troisième corps est sensiblement la même. Ce

dernier perturbe la continuité des températures entre les deux premiers corps et tient une part considérable dans la gestion thermique du contact.

Avec ce qui précède, il est difficile de transcrire la thermique des contacts et plus généralement la tribologie à travers des modèles analytiques, de surcroît avec trois corps en contact. L'évolution transitoire des phénomènes tribologiques implique de s'intéresser aux mécanismes locaux, en particulier au sein du troisième corps. Nous abordons ainsi les modèles numériques qui permettent de pallier de nombreux obstacles.

1.3.3 Modèles tribo-thermo-mécaniques numériques

1.3.3.1 Approche macroscopique

Afin de pouvoir prendre en compte simultanément l'influence de plusieurs paramètres en deux voire trois dimensions, la méthode des éléments finis a été utilisée entre autres, pour modéliser l'effet des hétérogénéités des matériaux [BOD 14] ou la présence et le comportement du troisième corps [MAJ 05] sous sollicitations tribologiques.

Sans considérer de troisième corps, la modélisation des hétérogénéités et des porosités des premiers corps, en composites carbone-carbone en deux dimensions, ont permis de montrer la variation des champs de contrainte et de déformation en fonction des instabilités de contact (adhérence, décollement ou glissement des noeuds au contact) [PEI 07, MBO 11]. Ces hétérogénéités concentrent les champs de contrainte au niveau de la "peau" des premiers corps et leur répartition influence donc fortement les régimes d'instabilités

Approfondissant l'effet d'une couche de troisième corps homogène et continue sur le comportement thermo-mécanique en freinage, les recherches de Majcherczak se sont intéressées à modéliser cette couche entre un disque et une garniture de frein automobile [MAJ 03]. Ces recherches ont permis de faire avancer des modèles trop simplistes, se basant sur des températures des surfaces en contact égales et donc préconiser l'utilisation de modèles de contacts imparfaits en régime transitoire. Pour cela, la localisation de la génération de chaleur près des surfaces des premiers corps ou dans le volume du troisième corps a été imposée par l'intermédiaire de profils d'accommodation de vitesses bien établis (uniforme, linéaire, parabolique). Diverses études de sensibilité telles que l'influence de l'épaisseur de la couche de troisième corps ou de ses propriétés thermiques (via la conductivité) ont été investiguées.

Ces travaux ont confirmé les sauts de température entre les premiers corps (disque et garniture) et la sensibilité non négligeable de l'épaisseur de la couche de troisième corps sur la compétition entre stockage et barrière thermiques. (*cf. Figure 1.12*).

Les travaux de Majcherczak ont aussi porté sur les effets des profils d'accommodation de vitesse sur les températures maximales atteintes dans l'interface compte tenu des différences de propriétés thermiques entre le disque (plus conducteur) et la garniture. Toutefois, des limites

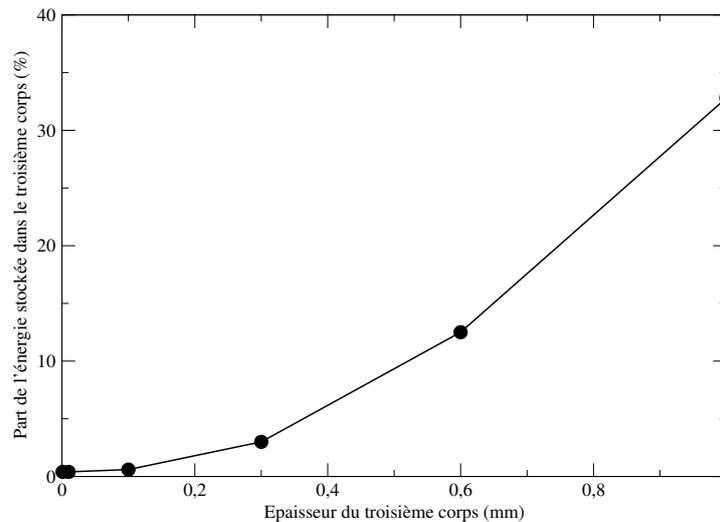


Figure 1.12: part de l'énergie conservée dans le troisième corps en fonction de son épaisseur selon Majcherczak [MAJ 03].

résident dans la définition des propriétés de continuité et d'homogénéité du troisième corps. La méthode des éléments finis ne permet effectivement pas de modéliser explicitement les différents débits de troisième corps. Cette méthode a besoin d'imposer un facteur de frottement et un profil de vitesse en entrée de calcul.

1.3.3.2 Approche microscopique

Afin de pouvoir modéliser explicitement le circuit tribologique, les méthodes des éléments discrets, amorcées pour modéliser des écoulements granulaires [CUN 79], ont rapidement pris de l'essor en tribologie [ELR 91, LUB 95]. Le milieu est représenté de façon idéaliste par un ensemble d'éléments solides indépendants (aussi appelés éléments discrets) dont leur vie dans le contact est conduite par des lois d'interactions (*e.g.* la loi mécanique de Newton) et des sollicitations appliquées. Ces lois d'interaction doivent reproduire le plus fidèlement possible la physique du problème traité tout en assurant un comportement global du milieu cohérent. Par exemple, en se focalisant sur les aspects touchant à la dégradation des premiers corps, le débit source de troisième corps a pu être simulé. Tandis que Fillot modélise le matériau dégradable en reliant localement les particules numériques avec des liaisons élastiques [FIL 04], Nhu s'intéresse d'abord à la construction de volumes élémentaires représentatifs. Ce dernier s'appuie sur des modèles locaux consistants, prenant en compte le travail des interactions au travers d'une variable d'endommagement. Ces volumes élémentaires représentatifs, équivalents à des milieux continus, sont dégradés sous sollicitations tribologiques via des lois locales d'endommagement [NHU 13]. D'autres lois d'interaction spécifiques ont été développées permettant d'adapter le comportement mécanique de premiers corps homogènes ou hétérogènes [CHA 14] et d'établir le rôle de ces derniers sur l'évolution du troisième corps. La méthode des éléments discrets a ainsi été étendue afin de pouvoir modéliser simultanément des milieux continus, endommagés et discrets.

D'un point de vue thermique d'un milieu discret, les travaux pionniers de Vargas *et al.* [VAR 01] ont consisté à implémenter les processus de diffusion de chaleur. Si de fortes concordances se trouvent entre les prédictions numériques et les mesures expérimentales, leurs modèles n'ont pas simulé le comportement thermique sous sollicitations tribologiques. Nguyen aborde la thermo-mécanique d'un troisième corps solide en introduisant un facteur de frottement entre les particules [NGU 09], repoussant un peu plus la compréhension du frottement. Richard utilise des interactions physico-chimiques, en prenant en compte la force de cohésion et son effet sur la thermique du troisième corps discret (*cf. Figure 1.13*) [RIC 07, RIC 08b]. La force de cohésion, impactant la rhéologie du troisième corps, modifie la distribution thermique dans l'échantillon. La variation des propriétés thermiques des premiers corps a permis de remettre en question la notion de coefficient de partage²³ et de le redéfinir à l'échelle du troisième corps (*cf. Section 1.3.1.1*). Ce travail parachève ainsi le circuit tribologique énergétique (thermique).

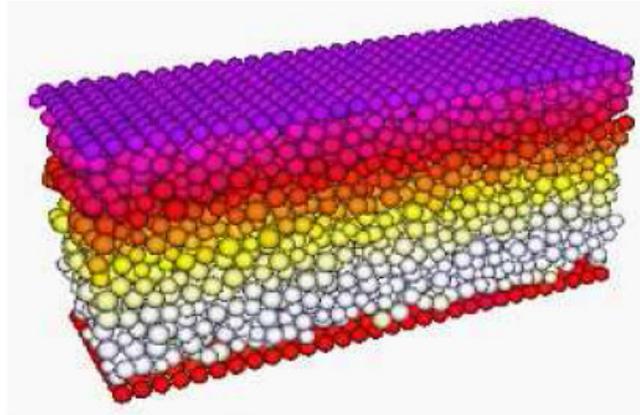


Figure 1.13: modélisation thermique par la méthode des éléments discrets d'après Richard [RIC 08a].

En effet, Richard [RIC 08a] extrapole le circuit tribologique "mécanique" (avec les débits de matières) en appréciant les flux d'énergie (sous forme de chaleur) circulant au sein du triplet tribologique et échangés avec l'extérieur du triplet. Celui-ci est appelé *circuit tribologique énergétique* (*cf. Figure 1.14*). L'ensemble des flux se compose :

- du flux source interne $X_{s,i}$, flux d'énergie provoqué par les conversions d'énergie entre premiers corps et troisième corps, parce que le premier corps est plus chaud que le troisième corps ou parce que l'énergie générée au sein du troisième corps se dissipe vers les premiers corps (ces flux sont mesurés via des thermocouples dans un cadre expérimental) ;
- du flux source externe $X_{s,e}$ engendré par l'insertion d'un troisième corps dans le contact ;
- du flux interne X_i correspondant à la circulation de l'énergie au sein du troisième corps ;
- du flux d'éjection X_e indiquant la partie du flux qui quitte l'espace formé entre les premiers corps.

23. Deux premiers corps de propriétés thermiques différentes peuvent avoir la même température de surface suivant le comportement du troisième corps.

Ce flux d'éjection est dissocié entre un flux de recirculation X_r qui introduit à nouveau de l'énergie au sein du contact et un flux d'usure X_u qui joue le rôle de dissipateur d'énergie.

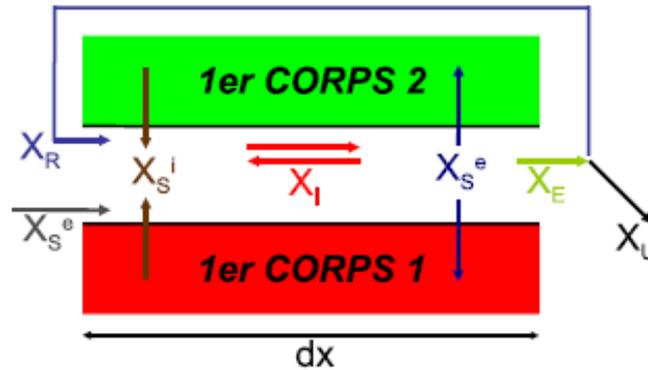


Figure 1.14: circuit tribologique "énergétique" d'après Richard [RIC 08a].

Notons qu'à une échelle plus fine, certains travaux se sont penchés sur l'étude thermique générée par frottement à un niveau atomique [CHA 02]. Leur analyse utilise la *dynamique moléculaire*, qui est une méthode par éléments discrets dans laquelle les atomes interagissent selon des forces reliées à un potentiel chimique [HIR 06]. La thermique du contact dépend alors fortement de la géométrie des surfaces en contact, des propriétés thermo-physiques locales et de la distribution des sites générateurs de chaleur. Sans intégrer de troisième corps, la chaleur est produite sur une épaisseur de quelques atomes. Sa distribution spatio-temporelle varie constamment. S'attachant à comprendre les phénomènes thermiques à l'échelle du nanomètre, de telles simulations sont bénéfiques si les propriétés des matériaux sont bien connues (corps purs). De plus, l'écart d'échelle est trop important pour relier ces simulations de la nanoscopie à la macroscopie : les physiques sont-elles les mêmes ? Les volumes nanoscopiques sont-ils suffisants pour retrouver des comportements plus globaux ?

1.4 Des modèles à trois corps pour reconstituer le circuit tribologique

Les modèles de contact à deux corps ont largement le potentiel de calcul des phénomènes thermo-mécaniques, surtout en volume et en régime stationnaire. Ayant identifié un certain nombre de faits et de variables physiques relatifs à la surface (génération et partage de la chaleur, résistance thermique de contact, température de contact), ces modèles identifient les causes thermiques à travers un facteur de frottement, qui se retrouve le plus souvent en conditions limites des problèmes de tribologie. N'ayant pas d'unité et de solution mathématique claire pour mesurer le frottement, les modèles de contact à deux corps restent pour la plupart descriptifs.

Le concept de circuit tribologique a permis le passage d'une vision statique, à une vision dynamique du contact de par l'évolution des débits. Il a aidé la traduction de multiples phénomènes tribologiques en s'adaptant aux comportements multiéchelle (du nanomètre au kilomètre), multiphysique (mécanique, thermique, physico-chimie) et multiphasique (solide, liquide, gaz). Ce dernier qualificatif traduit la possibilité que la matière puisse se trouver sous plusieurs édifices moléculaires (arrangement cristallographique, ordre des molécules à courte ou longue distance) en fonction de la température ou de la pression [PET 03]. Dans ce cas, même en ayant identifié la composition d'un triplet tribologique, de telles variations de propriétés attestent du chemin restant à parcourir pour comprendre et prédire son comportement.

Grâce à la méthode des éléments discrets, la recherche de modèles pour traduire localement la physique mène à la description du triplet tribologique et à l'animation du circuit tribologique. Par conséquent, cette méthode sera adoptée dans ce travail. Toutefois, l'offre d'un certain nombre de modèles complexes, délivrant des mesures numériques au sein du contact, nous interroge. Ces modèles illustrent-ils une certaine réalité? Des mesures expérimentales connues pourraient-elles être des alternatives pour confronter les mesures numériques? Les essais expérimentaux, sous conditions tribologiques, ne livrent qu'une partie des résultats par la mesure d'un aspect physique. Au-delà de contenir la signature du tribomètre utilisé, ils ne mesurent que des tendances de comportements le plus souvent loin du contact et/ou *post mortem* (cf. Section 1.2.2). Ils souffrent par ailleurs d'une grande variabilité des résultats en matière de frottement, décélération ou usure car ils sont sensibles aux paramètres matériaux ou environnementaux.

L'application du freinage aéronautique, dans laquelle l'importante dissipation d'énergie découle de la conversion de l'énergie cinétique en chaleur, motive la volonté de déchiffrer les conversions thermo-mécaniques, et plus largement énergétiques, subsistant dans un contact sec. Cherchant à maximiser le frottement et à minimiser l'usure, le freinage est donc le point de convergence d'un mélange subtil entre la mécanique, la thermique et la tribologie. Comme dans tout problème de tribologie, il implique de chercher le fonctionnement des phénomènes de frottement et d'usure.

Afin d'aller vers de meilleures interprétations, les manques de connaissances des effets de couplage entre grandeurs physiques ont aujourd'hui l'occasion d'être réduits via le développement des méthodes numériques. Grâce à la méthode des éléments discrets, nous avons la possibilité d'aller au-delà de la modélisation des contacts à deux corps et d'intégrer le concept de troisième corps. En définissant des lois de comportements thermo-mécaniques locales, les multi-interaction entre les particules numériques donnent naissance à un comportement global. Celui-ci pilote les effets des débits mécaniques ou thermiques sur l'analyse du frottement et de l'usure. En définitive, le niveau thermo-mécanique global mais volumique étudié par les méthodes des éléments finis, est volontairement laissé de côté pour s'intéresser aux phénomènes thermo-mécaniques à un niveau local et surfacique (cf. Figure 1.15). Leurs analyses plus fines auront pour but d'améliorer à terme la justesse des données d'entrée des modèles globaux.

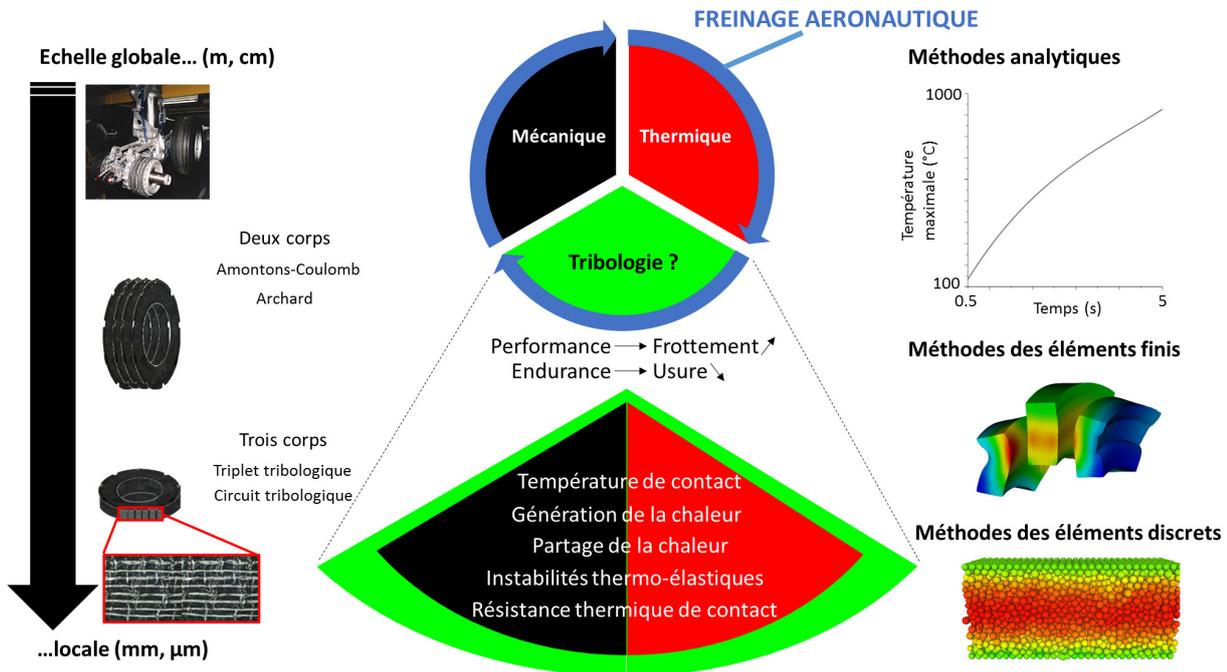


Figure 1.15: intrications globales et locales des physiques qui commandent le freinage aéronautique et adaptation des modèles à chaque échelle.

Ce cadre thermo-mécanique en tribologie, relatif à la dynamique des premiers corps et du troisième corps, montrera les possibilités de dissiper l'énergie cinétique en chaleur ou en usure pendant le freinage.

Chapitre 2

Construction du modèle numérique thermo-mécanique

Le choix d'une méthode numérique permet de pallier aux manques des caractérisations expérimentales en tribologie. Afin de proposer un modèle décrivant les phénomènes physiques lors d'un freinage, nous enrichissons la méthode des éléments discrets par des modèles thermo-mécaniques à l'échelle de l'interface de contact : échelle des premiers corps et du troisième corps. Les propriétés et grandeurs pertinentes liées soit à la mécanique, soit à la thermique sont exposées.

Sommaire

2.1	Quelles propriétés et comportements modéliser ?	40
2.2	Modélisation par éléments discrets : du milieu discret à la discrétisation fictive	41
2.3	Modélisation mécanique	42
2.3.1	Généralités via la dynamique des contacts non régulière	42
2.3.2	Interactions et sollicitations	45
2.3.3	Spécificités liées aux lois d'interaction	45
2.3.4	Représentativité des lois d'interaction	49
2.4	Modélisation thermique	54
2.4.1	Description physique	54
2.4.2	Équation de la chaleur appliquée à la méthode des éléments discrets	55
2.4.3	Gestion des conditions limites thermiques	66
2.4.4	Formalisme dans le cas d'un milieu continu	69
2.4.5	Formalisme dans le cas de milieux semi-continus	71
2.5	LMGC90 : plate-forme de développement	77
2.6	Mesures numériques	77
2.6.1	Grandeurs caractéristiques d'un endommagement	78
2.6.2	Grandeurs rhéologiques	79
2.6.3	Grandeurs thermiques	79
2.7	Proposition d'un cadre numérique discret thermo-mécanique enrichi	81

2.1 Quelles propriétés et comportements modéliser ?

Comme précisé en introduction du manuscrit, l'objectif de cette thèse est de porter un regard plus "local" sur la problématique du freinage, avec une attention particulière portée aux matériaux composites carbone-carbone. Sous des sollicitations de type freinage, nous cherchons à mettre en évidence les phénomènes thermo-mécaniques se produisant à l'interface de contact ("peaux" des premiers corps¹ et troisième corps) en prenant en compte l'architecture des composites carbone-carbone.

Le choix et la construction de la méthode numérique dépendent donc des attentes de la modélisation. Dans le cadre de ces travaux, nous souhaitons pouvoir regarder et suivre :

- l'évolution mécanique locale des matériaux sous conditions de freinage (évolution des différents débits en référence au circuit tribologique) ;
- la conversion de l'énergie cinétique dissipée en chaleur ;
- l'usure.

Suite à ces contraintes, le choix de la méthode s'opère facilement. En effet, si les méthodes des éléments finis peuvent prendre en compte les différents points évoqués plus haut, ils sont toujours pris séparément. De plus, la modélisation de l'usure se base sur des lois existantes alors que nous sommes dans une démarche inverse, essayant d'établir des lois d'usure à partir de la définition de critères locaux. L'ensemble de ces points pris au coeur d'une même simulation demande de considérer (en plus du choix des lois de comportement) des problèmes de grandes déformations, de comportements non-linéaires, de techniques de remaillages, etc. L'orientation vers les méthodes par éléments discrets apparaît alors presque naturelle. En particulier, depuis qu'elles sont utilisées comme des méthodes sans maillage, aidant le suivi de l'évolution locale de matériaux sous sollicitations tribologiques [REN 06, NHU 13, CHA 13a].

Grâce au formalisme théorique existant, il est également possible d'apprécier le comportement thermique d'un milieu discret [VAR 01], en particulier pour modéliser la thermique des troisièmes corps solides [RIC 08a]. Cependant, cherchant à modéliser à la fois la dégradation des premiers corps et l'évolution des débits de troisième corps, ce formalisme devient insuffisant pour traduire la transition entre un comportement continu et un comportement discontinu d'un point de vue thermique. Il n'existe pas d'approches traitant simultanément mécanique et thermique sous sollicitations dynamiques, malgré l'apparition, au cours de cette thèse, de méthodes modélisant le comportement mécanique [JER 12, AND 12] ou thermique [TER 13, HAD 14] d'un milieu continu équivalent.

De ce fait, après avoir présenté les "outils" existants, nous proposons une stratégie pour construire un volume élémentaire discret équivalent à un milieu continu d'un point de vue mécanique et thermique.

1. Régions proches de leur surface.

2.2 Modélisation par éléments discrets : du milieu discret à la discrétisation fictive

Nous avons soutenu dans le chapitre précédent que la tribologie numérique passe aujourd'hui par le développement des méthodes par éléments discrets afin de modéliser plus "délicatement" le circuit tribologique (débit source de troisième corps, débit d'usure, ...). Rappelons que les méthodes par éléments discrets proviennent de la volonté d'étudier le comportement de collections de grains ou de roches [CUN 71, CUN 79]. Plus récemment, ces méthodes ont été étendues comme méthodes "sans maillage" pour examiner le comportement mécanique de matériaux (propagation de fissures [PER 08], sollicitations tribologiques [REN 06, AND 12, NHU 13, CHA 13a], usinage [ILI 10]). Ces modélisations explorent ainsi de nombreux états physiques entre milieux continus et discontinus. Cette subtilité, tenue par le rôle de l'élément discret par rapport au milieu à étudier (discret ou continu), a conduit à une mauvaise vision de la représentativité des particules. En effet, elles ont été souvent vues comme une représentation des particules de troisième corps réelles posant alors les questions de leur forme (géométrie).

Cette question de forme n'aurait alors un sens que si nous étions capables de les caractériser et d'étudier la déformation des particules (élasticité, plasticité). De par les échelles imparties au niveau de la taille des particules de troisième corps (inférieures ou égales au micromètre) et les conditions opératoires *post mortem* (éloignées des conditions tribologiques réelles), ces mesures expérimentales de propriétés des particules de troisième corps sont délicates. Des difficultés résident également dans la caractérisation de l'interaction ("*frottement(s) ?*") entre deux particules élémentaires de troisième corps.

Contrairement à cette vision, nous pouvons utiliser les éléments discrets comme des briques élémentaires d'un certain volume physique. Le problème n'est alors plus de s'intéresser à la forme et au comportement d'une particule mais au comportement de l'ensemble des particules. Les premiers corps ou le troisième corps sont alors vu comme des entités à part entière, qui évoluent et peuvent se dégrader en ses éléments constitutifs. En conséquence, le volume est discrétisé de façon naturelle avec des éléments rigides de type disque et son comportement passe par la combinaison des interactions entre éléments. L'aspect physique se situe donc au niveau des lois d'interaction (microscopiques), les paramètres de ces dernières étant recalés par rapport à un résultat global numérique ou expérimental (macroscopique).

Dans ce manuscrit, les lois d'interaction entre les éléments discrets seront détaillées pour qualifier diverses propriétés du troisième corps ou premiers corps. Nous simulerons ainsi le comportement tribologique d'un volume physique à l'interface de contact, c'est-à-dire en modélisant l'évolution des premiers corps et du troisième corps.

2.3 Modélisation mécanique

2.3.1 Généralités via la dynamique des contacts non régulière

L'approche discrète utilisée s'appuie sur l'approche *Contacts Dynamics* (CD) développée par Moreau [MOR 88] et étendue par Jean [JEA 99] aux corps déformables, alors rebaptisée *Non Smooth Contact Dynamics* (NSCD). Contrairement aux approches conventionnelles, la méthode s'appuie sur un cadre mathématique basé sur l'analyse convexe et les dérivées au sens des distributions. Comme pour les méthodes par éléments discrets classiques, la méthode NSCD se décompose en trois parties (cf. Figure 2.1) :

- une détection des contacts du milieu étudié ;
- un schéma d'intégration temporel ;
- un algorithme de résolution du problème de contact.

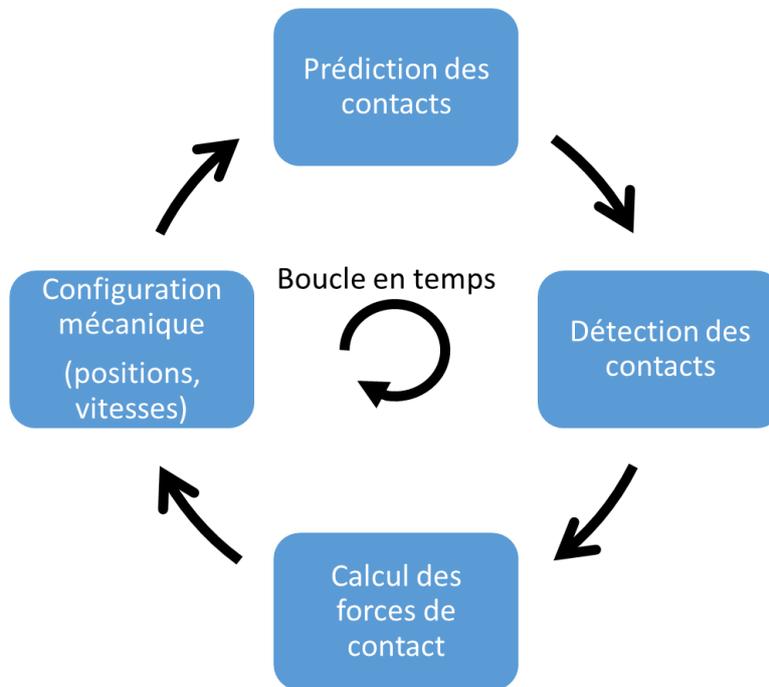


Figure 2.1: principe de résolution générale des méthodes par éléments discrets.

2.3.1.1 Détection des contacts du milieu étudié

La détection des contacts s'opère à deux niveaux : au niveau *global* pour trier grossièrement tous les contacts du domaine, puis à un niveau *local* pour déterminer finement les informations au niveau de chaque contact.

De manière *globale*, l'approche s'appuie sur la méthode des boîtes de Manhattan. Le principe de la méthode est le suivant. Le domaine est divisé en zones (ou boîtes) de même

taille. La dimension des boîtes est liée à la dimension caractéristique des particules du domaine. Les particules appartiennent uniquement à une boîte. La liste des contacts provient du parcours des couples de particules d'une même boîte et des couples de particules d'une boîte et de ses premières voisines (*cf. Figure 2.2*).

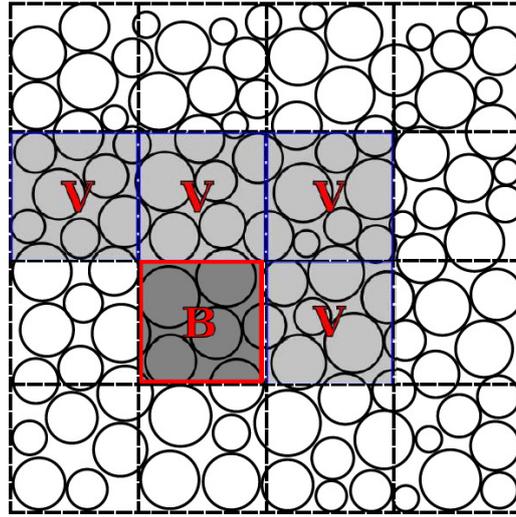


Figure 2.2: détection des contacts d'après Renouf [REN 04a].

De manière *locale*, le calcul de la détection est fonction de la géométrie des particules. Dans ce travail de thèse, nous considérons des disques au comportement rigide où le transfert d'information se fait du point de contact au centre d'inertie des corps rigides en contact. Mathématiquement, ce transfert est décrit par le contenu de deux opérateurs notés : \mathbb{H} et \mathbb{H}^* (avec \mathbb{H}^* la transposée de \mathbb{H}). Les forces locales aux contacts \mathbf{r} ainsi que les vitesses locales relatives aux contacts \mathbf{v} sont alors reliées aux forces \mathbf{R} et vitesses globales $\dot{\mathbf{q}}$ de la manière suivante :

$$\begin{cases} \mathbf{R} = \mathbb{H}\mathbf{r}, \\ \mathbf{v} = \mathbb{H}^*\dot{\mathbf{q}}. \end{cases} \quad (2.1)$$

2.3.1.2 Intégration temporelle

Afin de pouvoir traiter de manière simultanée contact et choc au cours du même pas de temps, Moreau propose une réécriture de l'équation de la dynamique au sens des distributions. Ainsi, dans le cas d'un système constitué de particules rigides, cette équation s'exprime comme :

$$\mathbb{M}d\dot{\mathbf{q}} = \mathbf{F}^{ext}(\mathbf{q}, \dot{\mathbf{q}}, t)dt + d\mathbf{R}, \quad (2.2)$$

où \mathbb{M} ($\in \mathcal{R}^{n \times n}$) représente la matrice de masse. q est la position, \dot{q} est une mesure différentielle de la vitesse, $d\dot{q}$ est une mesure différentielle de l'accélération. dt est une mesure de Lebesgue, $d\mathbf{R}$ est la densité d'impulsion de contact et \mathbf{F}^{ext} sont les forces extérieures appliquées sur les

corps en contact.

Afin de résoudre numériquement l'équation (2.2), celle-ci est discrétisée sur l'intervalle $]t_i, t_{i+1}]$ de longueur h telle que :

$$\begin{cases} \mathbb{M}(\dot{\mathbf{q}}_{i+1} - \dot{\mathbf{q}}_i) = \int_{t_i}^{t_{i+1}} \mathbf{F}^{ext}(\mathbf{q}, \dot{\mathbf{q}}, t) dt + \int_{t_i}^{t_{i+1}} \mathbf{R} dt, \\ \mathbf{q}_{i+1} = \mathbf{q}_i + \int_{t_i}^{t_{i+1}} \dot{\mathbf{q}}(t) dt. \end{cases} \quad (2.3)$$

Cette écriture permet de séparer les contributions liées aux forces et impulsions de celles liées aux positions. Dans le système (2.3), l'impulsion de contact moyenne s'écrit :

$$\mathbf{R}_{i+1} = \frac{1}{h} \int_{t_i}^{t_{i+1}} \mathbf{R} dt. \quad (2.4)$$

Afin de résoudre le système (2.3), une θ -méthode est utilisée comme schéma d'intégration temporel. Il s'agit d'un schéma qui se base sur une pondération des grandeurs de début et de fin de pas de temps indexés respectivement par i et $i + 1$. En appliquant le schéma aux intégrales des membres de droite du système (2.3), nous obtenons :

$$\begin{cases} \int_{t_i}^{t_{i+1}} \mathbf{F}^{ext}(\mathbf{q}, \dot{\mathbf{q}}, t) dt = h(\theta \mathbf{F}_{i+1}^{ext} + (1 - \theta) \mathbf{F}_i^{ext}), \\ \int_{t_i}^{t_{i+1}} \dot{\mathbf{q}}(t) dt = h(\theta \dot{\mathbf{q}}_{i+1} + (1 - \theta) \dot{\mathbf{q}}_i). \end{cases} \quad (2.5)$$

En remplaçant les termes du système (2.3) par ceux des équations (2.4) et (2.5), nous exprimons :

$$\begin{cases} \dot{\mathbf{q}}_{i+1} = \dot{\mathbf{q}}_{libre} + \tilde{\mathbb{M}}^{-1} h \mathbf{R}_{i+1}, \\ \mathbf{q}_{i+1} = \mathbf{q}_i + h \theta \dot{\mathbf{q}}_{i+1} + h(1 - \theta) \dot{\mathbf{q}}_i, \end{cases} \quad (2.6)$$

où le terme $\dot{\mathbf{q}}_{libre}$ représente la vitesse libre calculée sans force de contact :

$$\begin{cases} \dot{\mathbf{q}}_{libre} = \dot{\mathbf{q}}_i + \tilde{\mathbb{M}}^{-1} h \mathbf{R}_{libre}, \\ h \mathbf{R}_{libre} = h(\theta \mathbf{F}_{i+1}^{ext} + (1 - \theta) \mathbf{F}_i^{ext}). \end{cases} \quad (2.7)$$

Ayant décrit l'évolution des vitesses des éléments libres en fonction des impulsions subies, il nous reste à expliciter la résolution du contact entre les éléments.

2.3.1.3 Résolution du problème de contact

Du système (2.6) écrit sous sa forme globale, nous cherchons à l'écrire avec des variables locales. Nous utilisons alors l'opérateur de Delassus \mathbb{W} ($= \mathbb{H}^* \tilde{\mathbb{M}}^{-1} \mathbb{H}$) ainsi que la loi d'interaction qui relie les forces \mathbf{r} et vitesses \mathbf{v} locales afin d'écrire le système subséquent :

$$\begin{cases} \mathbf{v}_{i+1} = \mathbf{v}_{libre} + \mathbb{W}h\mathbf{r}_{i+1}, \\ Interaction(\mathbf{v}_{i+1}, \mathbf{r}_{i+1}). \end{cases} \quad (2.8)$$

Bien qu'il existe plusieurs algorithmes de résolution d'un problème multicontact [REN 05], nous utilisons dans ce travail l'algorithme de type **Gauss-Seidel Non-Linéaire** (NLGS) [JEA 99]. Sa robustesse et sa gestion contact par contact autorise l'étude de nombreuses lois de contact.

La seule inconnue au système (2.8) est la loi d'interaction reliant \mathbf{r} et \mathbf{v} . Cette loi va dépendre de ce que souhaite représenter le modélisateur. Le système (2.8) est résolu jusqu'à la satisfaction d'un critère de convergence [REN 04b].

2.3.2 Interactions et sollicitations

En se plaçant dans le cadre du concept de *triplet tribologique* relaté au chapitre précédent, nous avons constaté la robustesse de l'approche par éléments discrets dans la modélisation du comportement mécanique du *troisième corps* [IOR 05] et des *premiers corps* [NHU 13]. Résultant d'un choix de lois d'interactions locales entre éléments, un comportement physique global émerge, conséquence des différentes interactions simultanées. Avant de décrire les lois, nous indiquons que nous ne modéliserons pas le comportement du mécanisme, qui sera vu comme une condition limite du milieu étudié. Ce choix est motivé par la volonté de comprendre les phénomènes à l'échelle de l'interface de contact. Les sollicitations mécaniques (pression, vitesse) ou thermiques (température) sont appliquées au niveau de parois rugueuses (clusters de disques rigides) encadrant de part et d'autre l'ensemble de la collection de disques rigides étudiée (premiers corps et troisième corps) (*cf. Figure 2.3*). Nous rappelons qu'à l'instar du choix porté sur un comportement rigide, la considération d'une forme en disque entre dans la limite de l'emploi de l'élément discret comme brique élémentaire. Elle cherche à modéliser le plus simplement possible le comportement d'un volume dense et à éviter des porosités incontrôlées.

2.3.3 Spécificités liées aux lois d'interaction

2.3.3.1 Premiers corps endommageables : loi à zones cohésives

Sous sollicitations tribologiques, les premiers corps peuvent se déformer élastiquement, plastifier et également être endommagés pour former du troisième corps. Les premiers corps interagissent avec ce dernier à l'interface de contact. Proposée dans un cadre tribologique suite aux travaux de Nhu [NHU 13] et Champagne [CHA 13a], une *loi à zone cohésive* ou *modèle de zone cohésive* (CZM) rend compte de tels comportements élastique ou d'endommagement (*cf. Figure 2.4*).

Initialement introduite à travers des problématiques de fissuration de matériaux ductiles ou fragiles [PER 05] par une approche locale de la mécanique de la rupture, son formalisme

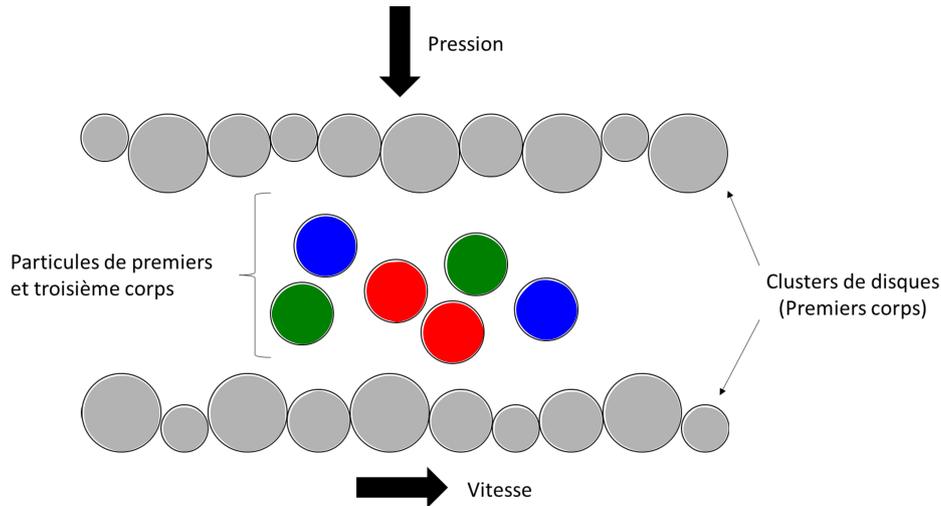


Figure 2.3: application des sollicitations au niveau de parois rugueuses.

provient de travaux en thermodynamique locale [FRé 87]. La loi *CZM* utilisée s'appuie sur plusieurs paramètres d'interaction :

- des raideurs normale C_n et tangentielle C_t ;
- une viscosité b ;
- une énergie à la rupture w .

Les raideurs C_n et C_t sont définies pour attribuer un comportement élastique linéaire et réversible à la liaison. Au delà d'une certaine distance critique δ_n , le choix de la viscosité b joue son rôle pour que la liaison ait un comportement plastique non-linéaire et irréversible. Enfin, l'énergie à la rupture w est la grandeur qui conditionne la ruine de la liaison à une distance δ_r . Elle mène à la dégradation des premiers corps et à leur transformation en troisième corps (débit source non nul).

Afin de suivre l'état du comportement mécanique (*CZM*) d'une liaison, l'intensité d'endommagement β est introduite [FRé 87] et varie entre 0 et 1. Elle est définie en fonction des paramètres *CZM* de la manière suivante :

$$\beta = \min \left(1; \frac{w}{C_n g_n^2 + C_t g_t^2} \right), \quad (2.9)$$

avec g_n et g_t , respectivement les distances normale et tangentielle entre deux particules.

Comme l'atteste la figure 2.4, l'évolution de β dans l'intervalle [0,1] traduit les états de liaison suivants :

- $\beta = 0$: la liaison est rompue ;
- $0 < \beta < 1$: la liaison est endommagée ;
- $\beta = 1$: la liaison est saine.

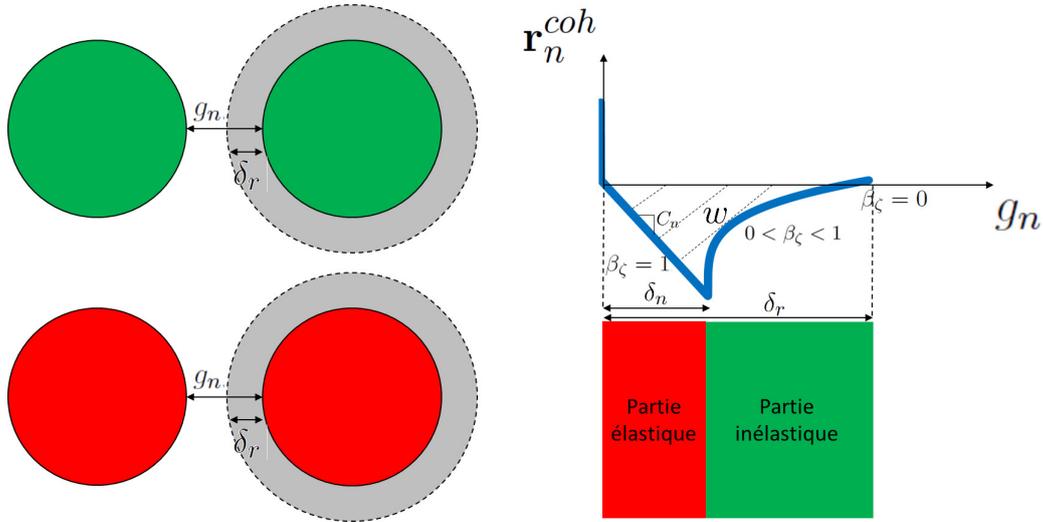


Figure 2.4: forme de la loi *CZM*.

L'intensité d'endommagement est liée aux forces cohésives normale \mathbf{r}_n^{coh} et tangentielle \mathbf{r}_t^{coh} par :

$$\begin{cases} \mathbf{r}_n^{coh} = S^*(C_n \beta^2 g_n), \\ \mathbf{r}_t^{coh} = S^*(C_t \beta^2 g_t), \end{cases} \quad (2.10)$$

avec S^* , la surface effective de cohésion entre deux particules en contact de rayon r_1 et r_2 . Elle est donnée par :

$$\frac{1}{S^*} = \frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2}. \quad (2.11)$$

Le comportement en traction uniaxiale permet de caractériser le seuil d'élasticité δ_n tant que $\beta < 1$:

$$\delta_n = \sqrt{\frac{w}{C_n}}. \quad (2.12)$$

En compression, le comportement de la liaison entre deux particules est gouverné par une loi de choc. Les particules sont incompressibles et la condition d'interpénétrabilité au sens de Signorini [CAM 01] vaut :

$$(\mathbf{r}_n + \mathbf{r}_n^{coh}) \geq 0, \quad g_n \geq 0, \quad (\mathbf{r}_n + \mathbf{r}_n^{coh})g_n = 0. \quad (2.13)$$

Les équations (2.10) et (2.13) traduisent donc une possibilité de comportements élastique-endommageables en traction et inélastique en compression.

2.3.3.2 Troisième corps discret : loi de contact unilatérale cohésive

Lorsque le débit source est activé et que du troisième corps se forme, il provient nécessairement de la rupture des interactions décrites par le modèle *CZM*. Une fois les particules libres d'évoluer, il faut caractériser leur comportement collectif. Pour cela, nous utilisons une loi cohésive unilatérale largement utilisée dans la modélisation des troisièmes corps solides [REN 08, REN 11b, NHU 13, CHA 14]. Cette loi n'introduit pas d'élasticité et s'appuie sur une force de cohésion γ permettant de traduire la physico-chimie du milieu. Ici, ce paramètre sera gradé constant et ne dépend pas de l'évolution de considérations géométriques (surface spécifique), mécano-chimiques (transformations de phases) ou thermiques (cinétique chimique) avec la matière ou l'environnement. La loi de contact unilatérale cohésive (notée *WET*) (cf. *Figure 2.5*) respectant ces conditions s'écrit :

$$(\mathbf{r}_n + \gamma) \geq 0, \quad g \geq 0, \quad (\mathbf{r}_n + \gamma)g = 0. \quad (2.14)$$

où \mathbf{r}_n représente la force normale au contact et g la distance entre particules. Mentionnons que la force de cohésion γ n'est active que sur une certaine zone d'influence d_w autour de chaque particule. Lorsque les particules ne sont pas assez proches, la force de cohésion n'agit pas. Dans le cas contraire, elles s'attirent, deviennent cohésives ($0 < g \leq d_w$) et \mathbf{r}_n prend la valeur $-\gamma$. Pour le cas où l'interstice devient nul ($g = 0$), les valeurs de \mathbf{r}_n sont à déterminer dans l'intervalle $[-\gamma, +\infty]$.

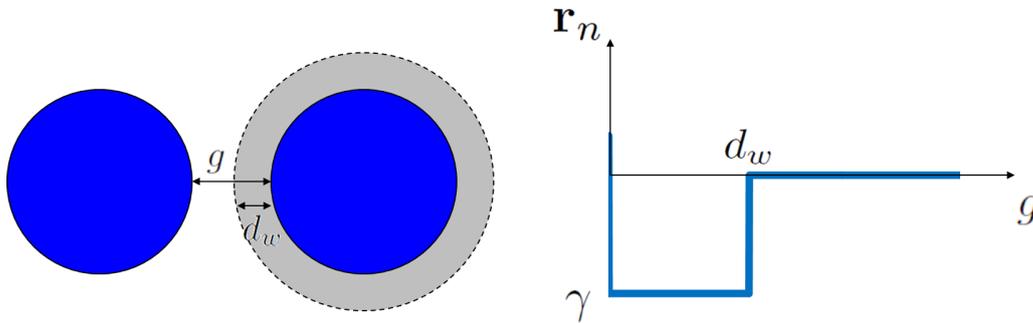


Figure 2.5: forme de la loi *WET*.

L'aspect du contact tangentiel n'est également pas pris en compte. Une composante tangentielle de la force de cohésion aurait pu être définie mais elle ajouterait alors un paramètre d'étude supplémentaire qui nous semble de second ordre par rapport à la composante normale de la force de cohésion.

2.3.3.3 Précautions numériques

Que ce soient pour les modèles *CZM* ou *WET*, une attention particulière est à porter à la définition de la distance à partir de laquelle des particules se "détectent" pour interagir. Cette distance nommée distance d'alerte d_{alert} est généralement prise comme égale à 10 % du rayon minimal. Cette valeur permet d'anticiper la détection des contacts et réduire les erreurs

numériques. Il faut ainsi vérifier avant tout lancement de calcul que l'intégralité de la loi de comportement est conservée via le critère :

$$d_{alert} \geq g. \quad (2.15)$$

Une précaution supplémentaire concerne le modèle *CZM*, caractérisé par une longueur caractéristique l_c de manière à avoir un modèle de type contrainte en fonction du saut de déplacement [WEN 12]. Afin de respecter la physique du modèle, le pas de temps Δt utilisé dans la simulation numérique ne doit pas être trop excessif. Ce pas de temps doit garantir le respect de la forme de la loi (cf. *Figure 2.4*). Pour cela, nous reprenons l'équation de la surface effective (2.11) définie dans le paragraphe 2.3.3.1 à laquelle, en deux dimensions, correspond le rayon effectif r^* :

$$r^* = \frac{r_1 r_2}{r_1 + r_2}. \quad (2.16)$$

Ce rayon effectif est relié au pas de temps Δt tel que :

$$F_{trac} \sqrt{\frac{\pi}{C_n \sqrt{\frac{wb}{\Delta t}}}} = r^*, \quad (2.17)$$

avec F_{trac} , la force de traction. Finalement, connaissant les paramètres du modèle *CZM*, l'intégralité de la loi est respectée si le pas de temps respecte la condition suivante :

$$\Delta t < \frac{wbr^{*4}C_n^2}{\pi^2 F_{trac}^4}. \quad (2.18)$$

Chaque simulation doit donc respecter ce critère pour ne pas introduire de dissipation numérique dans le modèle.

2.3.4 Représentativité des lois d'interaction

Les modèles locaux présentés précédemment régissent le comportement mécanique des premiers corps ou du troisième corps. Ils soulèvent la question de leur représentativité physique à une échelle plus globale. Ces modèles locaux nous interrogent sur la façon de les calibrer avec des grandeurs physiques connues ou mesurables. Choisir une échelle globale implique de définir un volume élémentaire constitué d'un certain nombre d'éléments discrets. Ces derniers n'ont donc pas vocation à représenter des particules de taille réelle issues des composites carbone-carbone mais à discrétiser le volume étudié. Ce choix nous affranchit de la grande variabilité des tailles des particules de troisième corps et permet d'extraire des comportements volumiques moyens représentatifs, issus des interactions entre éléments.

2.3.4.1 De la complexité de l'architecture du matériau...

Dans ce travail de recherche d'une représentativité des comportements thermo-mécaniques à l'échelle de l'interface tribologique (échelle mésoscopique), nous proposons un volume bidimensionnel² de taille $100\ \mu\text{m} \times 50\ \mu\text{m}$ expérimenté dans la thèse de Champagne [CHA 13a], composé de 8 889 particules rigides (*cf. Figure 2.6*).

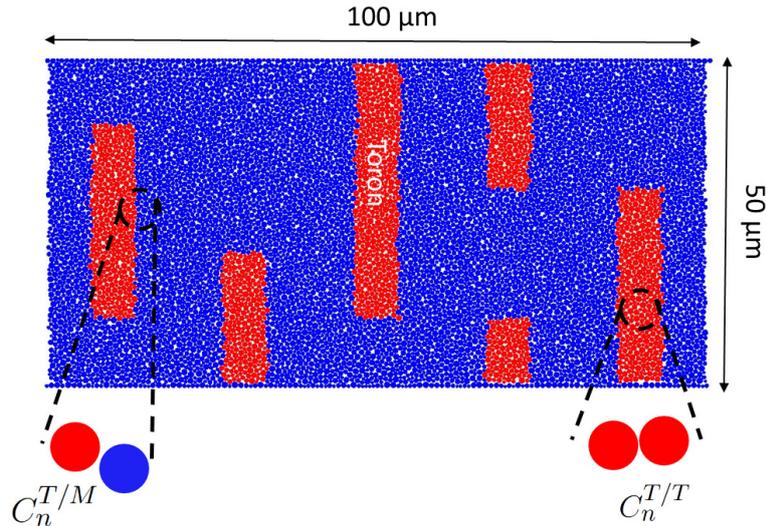


Figure 2.6: volume élémentaire hétérogène d'un point de vue thermo-mécanique avec $k_{th}^T > k_{th}^M$ [CHA 13a].

Ce volume a été introduit afin d'établir un compromis entre la représentativité des composites carbone-carbone et la complexité du modèle (*cf. Figure 2.7*). Il permet une évolution suffisamment rapide des phénomènes thermo-mécaniques tout en gardant un temps de calcul raisonnable (environ 10 jours pour 1 ms de simulation).

En effet, les composites carbone-carbone sont constitués à la fois de fibres en PolyAcryloNitrile (PAN), de *matrice* en pyrocarbone venue densifier³ l'espace entre les fibres et de porosités. Prenons un disque placé dans un référentiel cylindrique (R, Θ, Z) , ses fibres sont agencées à la fois dans le plan (R, Θ) pour venir former des strates après densification (*cf. Figure 2.8*). Ces strates d'une hauteur approximative de $500\ \mu\text{m}$, sont empilées avec des orientations principales de fibres selon un angle Θ particulier (*e.g.* $\theta = 0^\circ$, 60° et -60°). Une caractéristique essentielle du matériau est établie avec le procédé d'aiguilletage dans lequel des aiguilles munies de crochets viennent "piquer" et tirer des fibres du plan (R, Θ) dans la direction Z . Le placement des aiguilles est fait de telle sorte que les fibres se retrouvent sous forme de paquets appelés *torons* avec une distribution donnée. Des traitements thermiques supplémentaires aident à la création de ponts de pyrocarbone aux interfaces entre les strates ainsi qu'entre torons et strates. Ces traitements allant jusqu'à $2000\ ^\circ\text{C}$, la différence de

2. Par abus de langage, nous utiliserons le terme de "volume" bien qu'étant en deux dimensions.
 3. Le procédé de densification est l'infiltration chimique en phase vapeur (CVI).

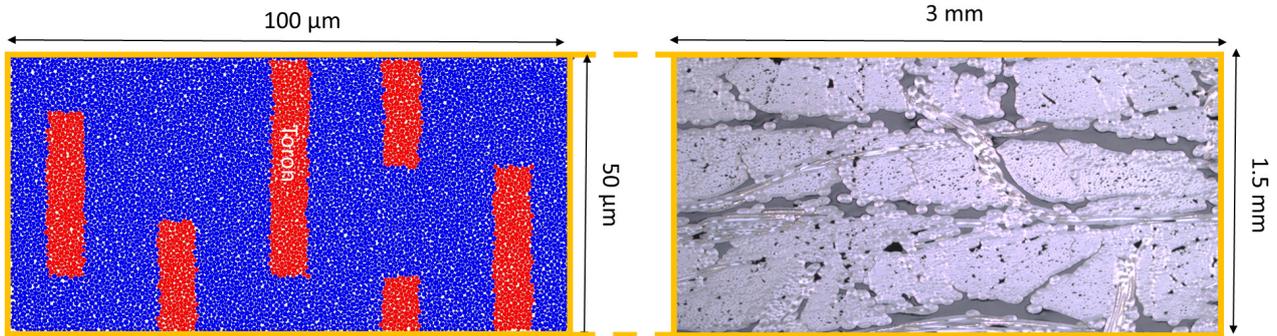


Figure 2.7: correspondance d'échelle entre le volume élémentaire hétérogène et sa description expérimentale par microscopie optique d'après Champagne [CHA 13a].

propriétés thermo-mécaniques (dilatations) entre fibres et matrice explique la présence des porosités. Ces dernières peuvent aussi émaner d'une densification en pyrocarbone non-optimale par nature.

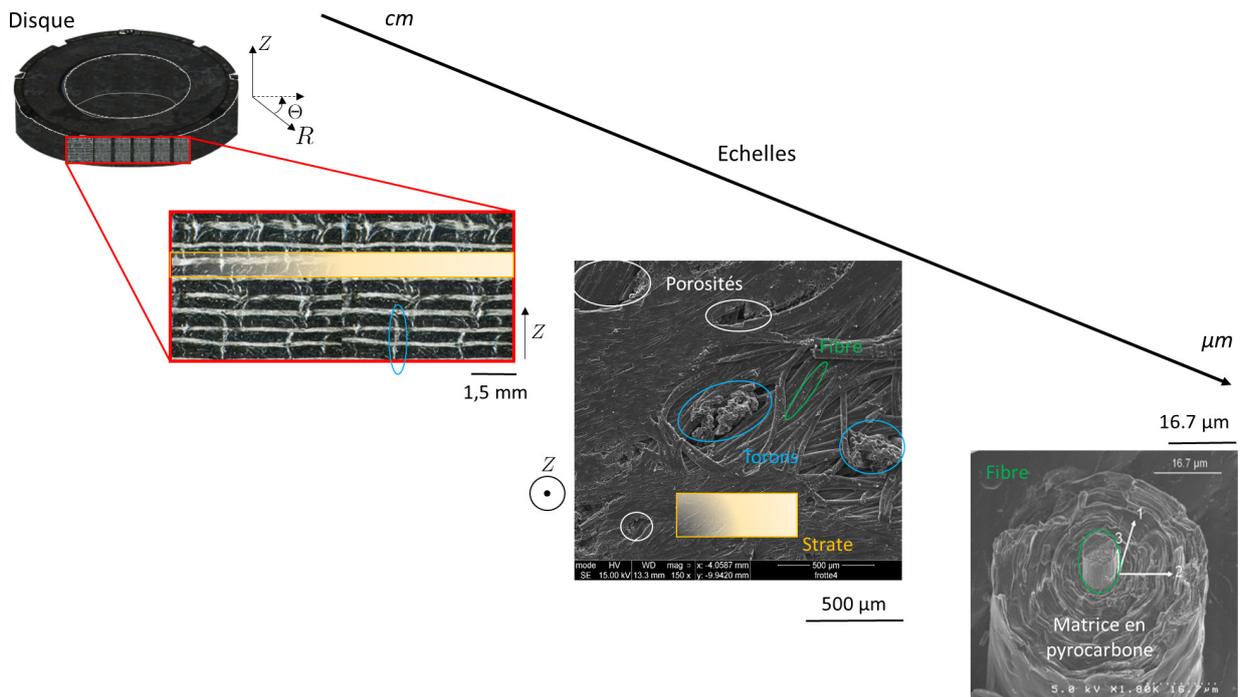


Figure 2.8: architecture microstructurale des disques en composites carbone-carbone.

Les torons, se retrouvant perpendiculaires au plan où s'effectue le cisaillement pendant le freinage, ont des responsabilités mécaniques et thermiques considérables. Mécaniquement, ils doivent renforcer le matériau en résistant aux diverses contraintes, notamment le cisaillement

et la flexion [HAT 05, OZC 05]. Thermiquement, ils doivent évacuer la chaleur générée aux interfaces entre les disques grâce à la présence particulière des fibres qui conduisent mieux (de l'ordre de $100 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$) que la matrice ($1 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$) [BYR 01, LUO 04].

Afin de considérer les importants rôles des torons, une homogénéisation des strates composées de fibres est proposée selon les directions X et Y au sein d'une matrice numérique. Ce qui permet de distinguer les torons selon la direction Z . Ces volumes hétérogènes seront étendus à partir des sollicitations tribologiques constantes [CHA 13a] jusqu'aux sollicitations de type freinage (pression constante et vitesse libre) soumis à une évolution thermo-mécanique. La construction de ce volume a été amenée en considérant un rayon moyen des particules ($\langle r \rangle = 0,375 \text{ } \mu\text{m}$), proche de la taille caractéristique d'une particule de troisième corps, dont la polydispersité en rayon est de 20 %. Ceci est bien suffisant pour avoir suffisamment d'interactions nécessaires à assigner un comportement rhéologique global au volume et éviter un effet cristallin numérique [LUD 97]. De plus, nous avons choisi un taux surfacique des torons (20 %) proche du taux réel.

Bien que nous ne modéliserons pas les porosités résiduelles issues du procédé de fabrication (de l'ordre de 10 à 20 %), nous avons conscience de leurs effets fondamentaux sur :

- les propriétés mécaniques (endommagement, rupture) ;
- les propriétés tribologiques (piégeage du troisième corps) ;
- les propriétés physico-chimiques (réactivité des surfaces, capacité d'adsorption/chimisorption) [BLA 97] ;
- les propriétés thermiques (conduction, convection, rayonnement [HEL 93, PUG 04]).

Ces porosités ralentissent la conduction de la chaleur au sein du matériau car l'air conduit nettement moins que le carbone. Ce qui réduit l'évacuation de la chaleur issue des conversions thermo-mécaniques lors du freinage et augmentera les possibilités d'oxydation. En effet, les porosités, de par leur surface spécifique importante, peuvent favoriser et catalyser des réactions chimiques. Par ailleurs, avec l'augmentation de la température, la présence des porosités aide à la dilatation thermique des constituants, menant à la rigidification du matériau et à une meilleure mise en conformité des surfaces en contact. Ceci permet donc de réduire l'usure. Cette rigidification est également appuyée par le fait que les porosités sont des réservoirs de troisième corps. Ce dernier est fortement compacté, tartiné (*cf. Section 2.4.5.2*), réduisant ainsi la mobilité des constituants du matériau.

2.3.4.2 ...à la représentativité mécanique des premiers corps

Même si le choix des interactions locales est important pour accélérer les variations de phénomènes dans un temps de simulation assez court (1 ms), il faut également s'assurer que le choix de leurs paramètres mécaniques (par exemple au niveau de la loi *CZM*) soit en adéquation avec le résultat d'un comportement mécanique global. Pour un jeu de paramètres de la loi *CZM* donné, nous avons réalisé des essais de traction et de compression sur un échantillon homogène, explicités dans l'*annexe A*. Ces essais ont permis de dégager les lois de comportement et de caractériser un module de Young équivalent s'élevant à environ 2,8 GPa en traction et 32,1 GPa en compression (*cf. Figure 2.9*). Ce qui révèle leur bon ordre

de grandeur en comparaison avec des travaux expérimentaux relatifs sur la caractérisation thermo-mécanique des composites carbone-carbone [TAL 96]. Ces travaux avaient montré un module de Young situé entre 2 et 3,5 GPa dans la direction Z et un module de compressibilité autour de 30 GPa dans les directions X et Y . Les lois d'interactions locales sont donc correctement paramétrées pour représenter des grandeurs mécaniques globales.

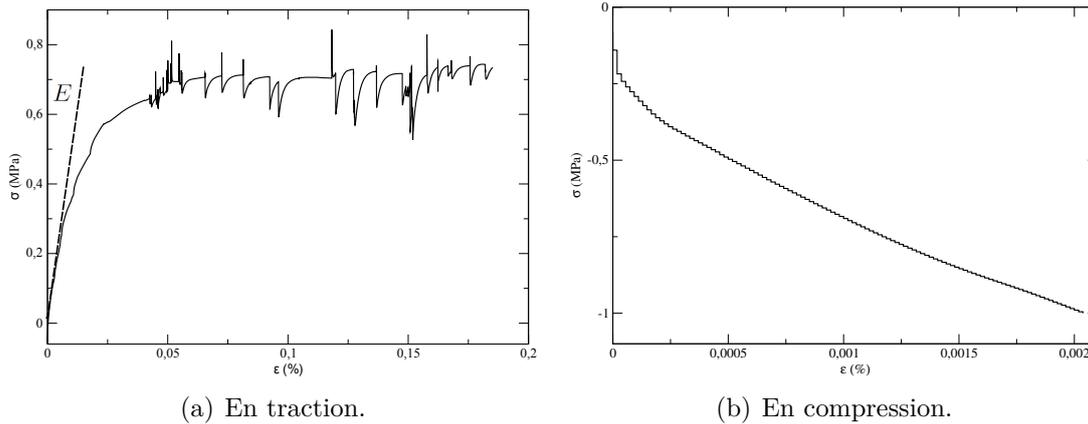


Figure 2.9: lois de comportements mécaniques d'un volume homogène à partir d'une loi *CZM* définie (cf. *annexe A*).

Pour l'échantillon hétérogène, l'hétérogénéité mécanique est portée au niveau de la liaison *CZM* où les paramètres de la loi sont modifiables selon qu'ils qualifient la matrice, les torons ou l'interface entre matrice et toron. La matrice d'un point de vue numérique se différencie de celle du matériau car elle homogénéise la présence des strates constituées des fibres dans le plan (R, Θ) , de pyrocarbone, de porosités et leurs interactions éventuelles. La différence de comportement mécanique entre la matrice et les torons s'effectue au niveau des raideurs normale et tangentielles des liaisons C_n et C_t . Nous poursuivons alors le travail de Champagne [CHA 13a] sur le choix des valeurs auxquelles les raideurs pour une liaison entre deux particules de type toron T sont cent fois plus importantes que pour celles de la matrice M à l'interface matrice/toron. Soit $C_n^{T/T} = 10^7$ MPa.mm $^{-1}$, alors $C_n^{T/M} = 10^5$ MPa.mm $^{-1}$, $C_n^{M/M} = 10^5$ MPa.mm $^{-1}$ (cf. *Figure 2.6*). Ces valeurs locales sont identifiées comme représentatives d'un comportement global en traction et compression. Des valeurs d'environ 2 GPa sont par exemple obtenues pour le module de compression, proches de celles de la littérature [DOU 00].

Pour un même taux volumique de torons, nous avons la possibilité de changer la distribution des torons ainsi que l'assemblage de plusieurs volumes hétérogènes. D'un point de vue tribologique, ces échantillons ont montré des tendances très différentes à la fois sur l'endommagement et le frottement (en activant la force de cohésion γ) sous pression et vitesse de cisaillement constantes [CHA 13a].

Ayant complexifié le milieu numérique, par la présence simultanée de troisième corps et de premiers corps (pouvant être hétérogènes), nous rappelons ici qu'il faut bien séparer les notions de lois mécaniques locales, des notions de comportements plus globaux. En effet, au cours d'une simulation, les torons, pour lesquels les interactions entre les particules constitutives sont des lois *CZM*, peuvent se rompre et se retrouver au sein du troisième corps (*cf. Figure 2.10*). Les termes dénotant les constituants (matrice, toron), les éléments du triplet tribologique (premiers corps, troisième corps) ou les lois d'interaction (*WET*, *CZM*), ne sont pas compatibles. C'est-à-dire qu'ils caractérisent des notions d'un point de vue du matériau (constituant), d'un point de vue du triplet tribologique ou d'un point de vue du modèle numérique (loi d'interaction) (*cf. Glossaire*). Ces termes peuvent donc se recouper en fonction de la modélisation.

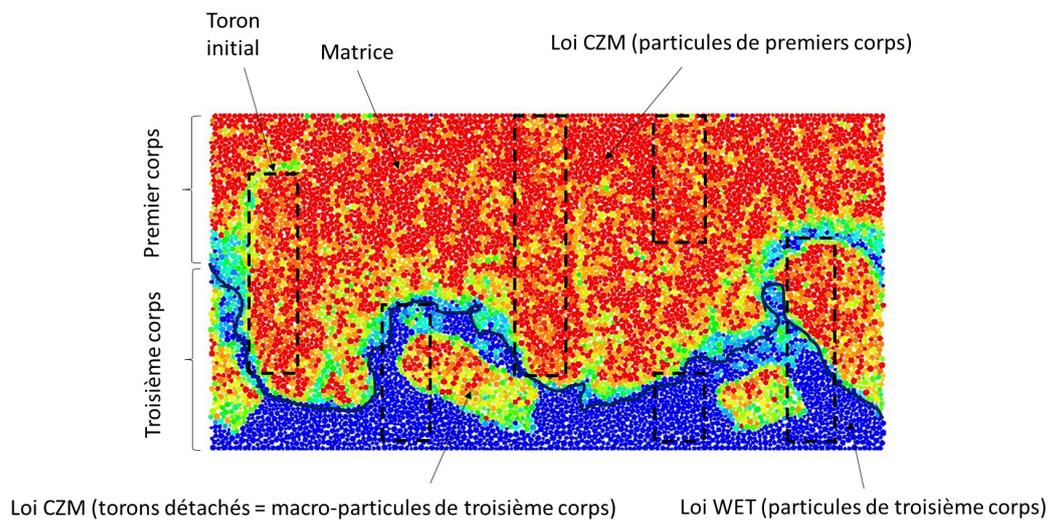


Figure 2.10: visualisation d'un échantillon hétérogène au cours d'une simulation. Les concepts de troisième corps et de premiers corps peuvent être décrits à la fois par les lois *CZM* ou *WET* [CHA 13a].

2.4 Modélisation thermique

2.4.1 Description physique

Sous sollicitations tribologiques, les interactions pilotent la cinématique de l'ensemble du milieu. En plus de l'aspect mécanique, puisque nous modélisons le freinage aéronautique (*i.e.* de sévères sollicitations tribologiques), nous souhaitons aborder un aspect multiphysique. Nous voulons en effet que la conservation d'énergie permette de modéliser le comportement thermique du troisième corps et des premiers corps. Deux questions se posent : quelles sont les sources thermiques ? De quelle(s) manière(s) la chaleur générée se transmet-elle dans le milieu ?

En récapitulant les transferts thermiques existants, la chaleur peut se propager par conduction Q_{cond} , par convection Q_{conv} (naturelle ou forcée) ou par rayonnement Q_{rad} . Ces modes de transfert diffèrent selon l'environnement (air, vide), les propriétés thermiques des matériaux employés et leur état de surface (rugosité, propriétés mécaniques et chimiques). Ils dépendent pour autant des échelles spatio-temporelles sélectionnées. A un niveau atomique, la vibration des réseaux atomiques ou l'agitation moléculaire provoquent le transfert instantané par conduction de la chaleur. En revanche, à un niveau millimétrique, les nombreux défauts rendent existants les milieux biphasiques (solide/gaz) pouvant rendre prépondérants les transferts par convection et/ou rayonnement et ralentissant le transfert par conduction. Par défauts, nous entendons d'une part ceux volumiques, tels que présents au sein des premiers corps comme les porosités ou les fissures, et d'autre part, ceux surfaciques comme les rugosités ou les propriétés mécaniques et physico-chimiques du troisième corps. Tous participent à la résistance thermique.

En fonction de l'échelle étudiée, nous sommes susceptibles d'observer des différences temporelles entre les comportements mécanique et thermique. Nous verrons que l'ensemble des interactions mécaniques entre les particules numériques tend, à nos échelles, beaucoup plus rapidement vers un état stationnaire que la thermique. Ajouté aux limites en temps de calcul, ce problème borne les extrapolations des phénomènes thermiques et suppose de maîtriser les conditions limites thermiques.

Cette section s'attache à décrire la modélisation thermique par éléments discrets et tente d'apporter des éléments de réponse à la deuxième question via les phénomènes de génération de chaleur en reliant les phénomènes entre la mécanique et la thermique. Par rapport à la stratégie de résolution générale de la méthode des éléments discrets (*cf. Figure 2.11*), la partie thermique est intégrée via le calcul des flux de chaleur locaux à partir du calcul des forces locales de contact. Ces flux de chaleur conduisent ensuite à faire évoluer le champ de température du milieu étudié.

2.4.2 Équation de la chaleur appliquée à la méthode des éléments discrets

2.4.2.1 Cadre thermique

L'évolution thermique dans un milieu modélisé par la méthode des éléments discrets relie le gradient de température au cours du temps dT/dt avec les différentes contributions des flux de chaleur Q . Soit, l'équation d'évolution suivante [VAR 01, REN 11a] :

$$\rho_i c_i V_i \frac{dT_i}{dt} = Q_{gen}^i + Q_{cond}^i + Q_{conv}^i + Q_{rad}^i, \quad (2.19)$$

où ρ_i représente la masse volumique de la particule i , c_i , sa capacité thermique massique et V_i , son volume. Globalement, le produit $\rho_i c_i V_i$ indique une capacité calorifique. L'intégration temporelle est ici réalisée dans le cadre de la θ -méthode avec $\theta = 0,5$ afin de s'assurer d'avoir un schéma d'intégration conservatif et en phase avec la partie mécanique. Dans ce cas, la température de la particule i à l'instant $t + \Delta t$ vaut :

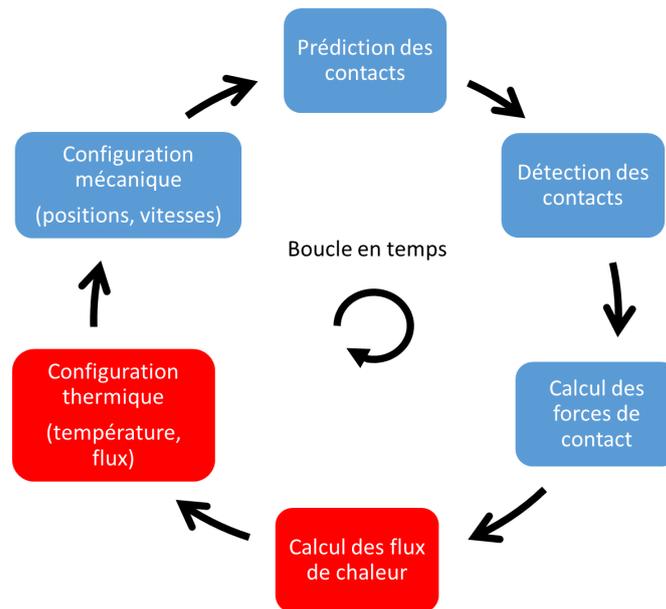


Figure 2.11: dépendance thermo-mécanique dans le schéma de résolution méthodes des éléments discrets.

$$T_i^+ = T_i^- + (1 - \theta)\dot{T}_i^- + \theta\dot{T}_i^+, \quad (2.20)$$

où les instants $+$ et $-$ se réfèrent respectivement au début et à la fin du pas de temps de longueur Δt .

Au cours du temps, nous faisons l'hypothèse que les propriétés massiques, thermiques et volumiques liées aux variables ρ , c et V demeurent constantes. Modélisant des contacts secs, il est indispensable de spécifier les termes de génération et de conduction. Toutefois, nous sommes en droit de nous demander si les transferts convectif et radiatif sont bien à négliger ? De plus, comment s'expriment les flux en fonction des contacts entre une particule et ses premières voisines ? A quelles échelles physiques l'équation (2.20), régissant la température d'une particule, est-elle encore valide ? Nous proposons de répondre à ces questions en décrivant les modèles historiques des flux pour des milieux granulaires (ou discrets). Nous les étendrons par la suite vers des milieux plus continus tels que localisés dans les premiers corps.

2.4.2.2 Domaine de validité de la loi de Fourier

La loi de Fourier (2.19) est une loi phénoménologique qui n'a jamais été théoriquement démontrée. Celle-ci peut ne pas être vérifiée si :

- le gradient de température est trop élevé, ne satisfaisant pas la relation linéaire entre gradient et flux thermiques ;
- le gradient de température varie trop rapidement, le flux thermique pouvant s'établir avec du retard.

La remise en cause de la linéarité de la loi de Fourier indique que l'échelle spatiale caractéristique des fluctuations de température devient trop faible et que celle de l'instantanéité, découlant de l'échelle temporelle, devient trop petite. Afin de s'assurer de la validité de la loi de Fourier d'un point de vue spatial, le nombre de Knudsen Kn , appliqué pour caractériser le transport de chaleur dans les gaz, est utilisé comme critère. Il compare une dimension caractéristique du système étudié l_c au libre parcours moyen Λ d'un porteur d'énergie (électron, phonon, molécule, ...) :

$$Kn = \frac{\Lambda}{l_c}. \quad (2.21)$$

Si $Kn > 1$, la taille caractéristique du système et de ses défauts ne sont plus un obstacle au parcours direct ou *ballistique* du transport de la chaleur d'un point A à un point B (cf. *Figure 2.12*). En revanche, si $Kn \ll 1$, le système est suffisamment grand, par rapport au libre parcours moyen d'un porteur d'énergie, pour que ce dernier puisse entrer en collision un grand nombre de fois avec son environnement (défauts ponctuels, molécules, joints de grains). Dans ce cas, le transport est dit *diffusif* et l'utilisation de la loi de Fourier est admise. Par exemple, l'ordre de grandeur du libre parcours moyen des phonons dans les solides cristallins est de 100 nm et de 1 nm dans les solides amorphes. Plus le matériau est donc composé de défauts, plus la loi de Fourier sera apte à être utilisée. Dans le cas des composites carbone-carbone, les traitements thermiques au cours du procédé de fabrication ont leur importance à l'échelle moléculaire. Que ce soit pour les fibres ou pour la matrice en pyrocarbone, l'alignement des plans de graphène et le taux de porosité sont sensibles aux traitements thermiques (température, temps) et conditionnent les hétérogénéités texturales. Les propriétés thermo-mécaniques qui en découlent proviennent donc localement de régions plus ou moins cristallines. Dans le cas le plus éloigné de $Kn \ll 1$, prenons le rayon moyen d'une particule $\langle r \rangle = 0,375 \mu\text{m}$ et le cas d'un matériau cristallin. Nous avons bien $Kn \approx \frac{1}{4} \ll 1$ et pouvons considérer la loi de Fourier d'un point de vue spatial dans nos simulations.

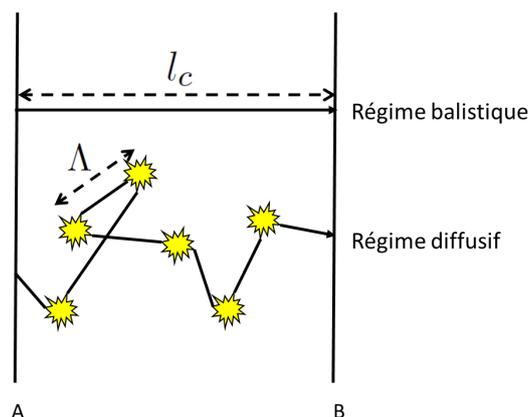


Figure 2.12: effet des défauts sur le transport de la chaleur entre deux points A et B donnant un régime diffusif par le processus de marche aléatoire.

A présent, afin de s'assurer de la modélisation de la thermique par la loi de Fourier d'un point de vue temporel, une étude complémentaire peut être entreprise. Elle considère le temps entre deux collisions t_{reac} qui s'établit entre 1 ps pour les matériaux amorphes et 100 ps pour les matériaux cristallins. En reliant t_{reac} avec la diffusivité thermique κ , nous obtenons :

$$\frac{l_c^2}{\kappa} = t_{reac}. \quad (2.22)$$

Considérant une diffusivité thermique κ égale à 10^{-6} m²/s, valeur typique des composites carbone-carbone, la loi de Fourier est valide si $l_c^2/\kappa \gg t_{reac}$. Ce qui est le cas ici et autorise donc l'utilisation de la loi de Fourier d'un point de vue temporel, dans le cadre de nos modélisations thermiques.

2.4.2.3 Hypothèses sur la convection et le rayonnement

Effets convectifs Ces deux modes de transfert de chaleur peuvent, en fonction des matériaux, de leur architecture (porosités, joints de grains) et de l'environnement (air, température) être plus ou moins prononcés. Naitali souligne que la convection n'est pas à omettre pour des pores de taille supérieure à 100 μm [NAI 05], taille plausible avec les composites carbone-carbone (notés *cc* comme indice des grandeurs thermiques).

Sur la convection, des échanges pourraient avoir lieu avec l'air ambiant, à un niveau global à l'échelle des disques. Localement, il pourrait de plus exister des espaces interstitiels à l'intérieur des corps en contact. L'air est ainsi emprisonné lors de la fermeture du contact ou bien dans les porosités résiduelles. Qualitativement, se consacrant à l'étude de l'interface entre premiers corps et troisième corps et, sans compter que le contact est macroscopiquement fermé pendant le freinage (contact disque/disque), nous négligeons les échanges convectifs avec l'extérieur du système. Localement, puisque nous cherchons à utiliser la discrétisation spatiale de l'élément discret en deux dimensions pour traduire un comportement plus global des corps en contact, il est ardu de maîtriser la notion de porosité. Il faudrait modéliser en trois dimensions de manière à la représenter explicitement en termes de géométrie. Ces porosités proviennent de la structuration locale des corps en contact mais sont éphémères comparativement à la densification du milieu due aux fortes contraintes ainsi qu'à l'échelle de temps de la simulation. Quantitativement, soit r^e , le rayon d'échange de chaleur qui vaut $2\pi r/4$ dans le cas d'un empilement carré⁴ et b , le rayon de contact, explicité plus loin (*cf. Section 2.4.2.4*), une relation met en comparaison effets conductifs et convectifs [BAT 77] et témoigne que ces derniers peuvent être ignorés si :

$$\frac{k_{th}^{air}}{k_{th}^{cc}} \frac{r^e}{b} \ll 1. \quad (2.23)$$

Connaissant les valeurs des différentes grandeurs ($k_{th}^{cc} = 10 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$, $k_{th}^{air} = 0,03 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$, $r = 0,375 \mu\text{m}$ et $b/r \ll 1$), nous obtenons :

4. Le cas qui maximise la somme des rayons d'échange de chaleur à un ensemble de particules en contacts.

$$\frac{k_{th}^{air}}{k_{th}^{cc}} \frac{\pi}{2} \ll \frac{b}{r} \Leftrightarrow 0,005 \ll 1. \quad (2.24)$$

Dans le cas le plus défavorable, les effets convectifs sont 200 fois moins importants que les effets conductifs et peuvent donc être omis.

Effets radiatifs La prépondérance de l'effet du rayonnement par rapport à la conduction peut être évaluée par le nombre de Planck Pl :

$$Pl = \frac{k_{th}^{cc} \beta_{ex}}{4n^2 \sigma_{sf} T^3}, \quad (2.25)$$

où,

$$\beta_{ex} = \frac{0,75 f_v}{r}, \quad (2.26)$$

avec β_{ex} , le coefficient d'extinction du milieu, n , l'indice de réfraction du milieu, f_v , la fraction volumique de particules, σ_{sf} , la constante de Stefan-Boltzmann. L'équation (2.26) entre dans le cadre de la théorie de diffusion indépendante, valable pour des particules opaques sphériques, suffisamment éloignées les unes des autres, dont le rayon est grand devant la longueur d'onde [BRE 05]. Pour plus de détails sur cette théorie, nous renvoyons le lecteur vers des travaux de recherche orientés vers le rayonnement thermique [RAN 10].

Si nous choisissons par exemple, $n = 1$, $f_v = 0,9$, $r = 0,375 \mu\text{m}$, $T = 1000 \text{ K}$ et $k_{th}^{cc} = 10 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$, alors $Pl \gg 1$. A nos échelles, nous pouvons ne pas tenir compte du rayonnement. Par conséquent, même si des porosités numériques se créent par réarrangement des éléments discrets au cours de la simulation, les phénomènes de convection ou de rayonnement ne sont pas examinés au premier ordre dans ce travail.

2.4.2.4 Formalisme dans le cas d'un milieu discontinu

Conductance thermique de contact Une des conditions gouvernant le transfert thermique au contact est la surface d'échange. Dans le cas de particules rigides, nous ne pouvons pas définir au sens strict une déformation au contact. Nous nous ramenons alors à une surface d'échange équivalente par l'intermédiaire de paramètres mécaniques élastiques (module de Young effectif, coefficient de Poisson) qui sont reliés de la manière suivante :

$$\frac{1}{E^*} = \frac{1 - \nu_i^{p2}}{E_i} + \frac{1 - \nu_j^{p2}}{E_j}. \quad (2.27)$$

Cette surface d'échange est issue d'une analogie avec la surface de contact provenant du modèle de Hertz [HER 82]. Soit a , le rayon de contact créé par l'interaction entre deux sphères rigides i et j , de modules de Young E_i et E_j et de coefficients de Poisson ν_i^p et ν_j^p , soumises à une force normale \mathbf{r}_n :

$$a = \left(\frac{3r^* \mathbf{r}_n}{4E^*} \right)^{\frac{1}{3}}. \quad (2.28)$$

La formule (2.28) vaut pour un contact entre sphères. Dans un modèle bidimensionnel, cette équation ne peut pas être utilisée et doit être remplacée par sa variante faisant intervenir un contact entre deux cylindres d'axes parallèles de longueur L (cf. *Figure 2.13*). Le rayon de contact nommé dorénavant b devient :

$$b = \sqrt{\frac{4r^* \mathbf{r}_n}{\pi L E^*}}, \quad (2.29)$$

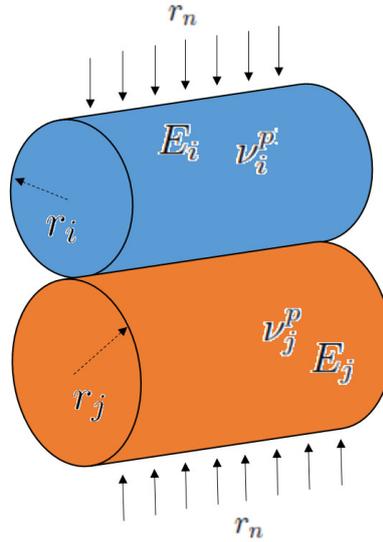


Figure 2.13: contact de Hertz entre deux cylindres élastiques [YOV 67].

car les disques d'un modèle bidimensionnel correspondent à des cylindres de longueur unitaire (*i.e.* $L = 1$ mm). Cette surface d'échange, purement résultante de l'action de forces mécaniques, peut être adaptée en fonction d'une action physico-chimique dérivant des forces intermoléculaires au contact [JOH 71]. Soit γ , le terme représentant les forces de cohésion, l'expression (2.29) devient :

$$b = \sqrt{\frac{4r^*(\mathbf{r}_n + \gamma)}{\pi E^*}}. \quad (2.30)$$

Cette expression est donc adaptée au contact de type Hertz entre des disques rigides. Se ramenant à une surface équivalente de contact en reliant des paramètres géométriques (rayon effectif), matériaux (module de Young effectif) et physico-chimiques (force de cohésion), elle propose une première approche pour modéliser l'interaction statique entre deux disques rigides. Certes, d'autres modèles plus complexes, de type DMT [DER 75], Maugis [MAU 92] pour un contact entre deux corps élastiques soumis à une force normale, ou de type Mindlin

[MIN 54], Savkoor [SAV 92] pour dans le cas d'une force latérale, pourraient être introduits dans les simulations. Néanmoins, ils découlent aussi de l'approche de Hertz et font appel au facteur de frottement μ dans le cas de glissements (qui serait alors en entrée et non en sortie de calcul). De plus, ces modèles de contacts relient des paramètres qui agissent à différentes échelles : de l'échelle moléculaire (force de cohésion) à l'échelle de la particule (géométrie). Le lecteur, motivé par le contenu de ces modèles, peut se référer aux travaux de Pietrement [PIE 00] pour avoir un récapitulatif historique sur les théories élastiques du contact.

En complément de la surface d'échange qui décrit une propriété géométrique, le transfert de chaleur par conduction est conditionné par une propriété thermique plus intrinsèque au matériau utilisé : la conductivité thermique effective k_{th}^* entre deux particules i et j . Elle provient à la fois du transport de proche en proche des porteurs de charges (ions, électrons, trous) et de la vibration atomique (phonons). La conductance thermique de contact entre deux disques rigides et discrets H^d vaut [YOV 67] :

$$H^d = 2k_{th}^*b = 2k_{th}^*\sqrt{\frac{4r^*(\mathbf{r}_n + \gamma)}{\pi E^*}}, \quad (2.31)$$

avec

$$k_{th}^* = \frac{2k_{th}^i k_{th}^j}{k_{th}^i + k_{th}^j}. \quad (2.32)$$

Cette conductance thermique de contact, discutée dans le *chapitre 1*, est une grandeur significative, intégrant les mécanismes favorisant ou non le transport de la chaleur. Elle est en définitive reliée au flux conductif Q_{cond}^{ij} par la différence de température entre les deux particules i et j :

$$Q_{cond}^{ij} = H^d(T_i - T_j). \quad (2.33)$$

Cette expression correspond aux flux échangés au niveau d'un contact entre deux particules. Lorsque la particule i a j voisines, la quantité de chaleur échangée à travers tous les contacts vaut :

$$Q_{cond}^i = \sum_{j=1}^j Q_{cond}^{ij}. \quad (2.34)$$

Des travaux de recherche tentent récemment de faire progresser ce concept de conductance thermique de contact [VAR 02]. Il entre dans un cadre plus général qui consiste à évaluer une conductivité thermique effective de divers milieux [HUN 97, CHE 99, HSI 00]. Par exemple, des recherches sont conduites pour des matériaux composites [SCH 08, WAN 08, CAO 12] ou des problématiques des sols [FIL 06, YUN 08, CAR 10, GAR 11, ELS 13]. Les grains font alors parti d'un milieu multiphasique avec présence de matière, de pores donc de phases à la fois solide, liquide ou gazeuse. L'expression de la conductivité thermique est adaptée selon les hypothèses prises au niveau de l'interface entre les phases, de la distribution des phases, de leur proportion et leur forme [BOR 08, ARA 10]. Ces propriétés supplémentaires sont probablement intéressantes

2. Construction du modèle numérique thermo-mécanique

à modéliser au niveau des premiers corps, lorsque les temps et volumes simulés deviennent plus grands.

Validation expérimentale Nous interrogeant sur le réalisme du formalisme modélisant le transfert de chaleur dans un milieu discontinu (ou discret) (*cf. Équation (2.33)*), nous l'avons confronté à la réalité par le biais d'un banc expérimental. Utilisant pour cela un tribomètre pion/disque, le but de l'expérience est de confiner un certain nombre de billes millimétriques (2 ou 3 mm de diamètre) de différentes caractéristiques thermiques (acier ou nylon) dans une boîte (*cf. Figure 2.14*). Cette boîte, appelée *boîte granulaire*, est constituée de trois parois latérales en PMMA aidant à la visualisation des billes dans le rayonnement visible et d'une paroi en saphir pour l'observation du rayonnement infrarouge. Au-dessus, un guide à air applique la charge normale (étude statique) sur lit de billes, qui est contrôlée par un capteur de force. Au-dessous, une résistance chauffante, encadrée latéralement et en-dessous par des écrans thermiques (laine de silicate et PTFE), génère un flux de chaleur qui traverse le lit de billes de bas en haut (dans son épaisseur). Cet ensemble, résistance chauffante et écrans thermiques, repose sur le disque. Notons que toutes les pièces sont amovibles et peuvent coulisser sur des rails afin d'éliminer éventuellement la partie chauffante. Dans ce cas, des études dynamiques sont envisageables par le biais du contact du lit de billes avec le disque tournant.

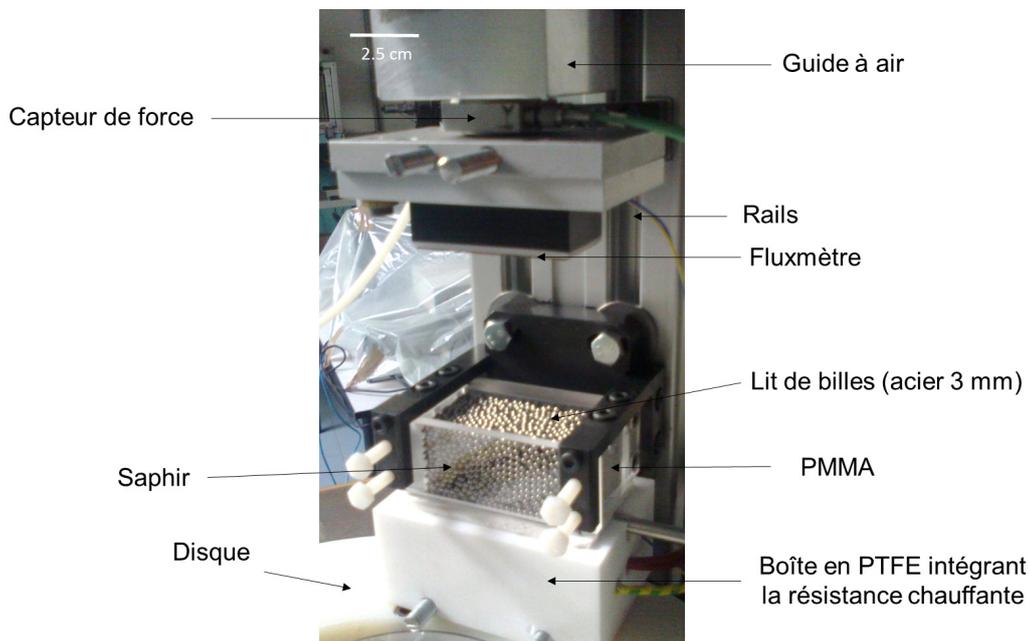


Figure 2.14: montage expérimental d'étude de la thermique du lit de billes.

Afin de caractériser la thermique, des fluxmètres sont placés en contact avec le lit de billes en-dessous de la première couche et en-dessus de la dernière. Une caméra bolométrique filme aussi le champ thermique à travers la paroi en saphir. Les essais à différentes charges et à température de chauffe constante sont comparés avec une simulation par éléments discrets en

trois dimensions, appliquant l'équation (2.28) (cf. Figure 2.15).

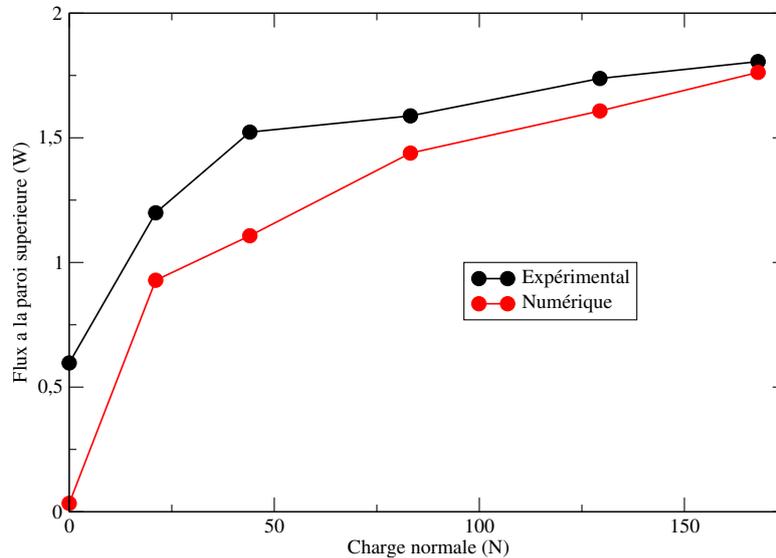


Figure 2.15: comparaison entre simulations expérimentales et numériques du flux thermique traversant le lit de billes en acier de 3 mm de diamètre.

Les ordres de grandeur entre les simulations expérimentales et numériques similaires tout en justifiant leur écart par connaissance des hypothèses. En effet, nous constatons qu'à une charge normale de 0 N, la possibilité d'une mesure expérimentale de flux non-nulle à la paroi supérieure provient de transferts thermiques différents de celui de la conduction pure entre billes. Nous pouvons ainsi mentionner, entre autres, la présence de porosité et la négligence de la convection et des fuites thermiques vers l'extérieur du système. Les flux à la paroi supérieure sont bien entendu mesurés lorsque le régime thermique est stationnaire. Cette confrontation expérimentale, connaissant les limites du modèle et de l'expérience, nous a conforté dans le choix de l'équation (2.31) pour modéliser la conduction thermique dans un milieu discontinu. Nous renvoyons le lecteur à l'annexe C pour plus de détails sur la réalisation du montage et des essais.

Hétérogénéités et anisotropies thermiques Connaissant les fortes différences de propriétés mécaniques entre matrice et torons, nous reprenons ces hétérogénéités d'un point de vue thermique. Elles seront différenciées cette fois-ci au niveau du volume des éléments discrets. Nous reconsidérons alors l'expression de la conductivité thermique effective k_{th}^* (cf. Équation (2.32)) entre deux particules i et j . Nous choisissons $k_{th} = 0,01 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ si elles caractérisent la matrice et $k_{th} = 0,1 \text{ W.mm}^{-1}.\text{K}^{-1}$ si elles qualifient le toron.

Précautions numériques L'équation (2.34) repose sur deux suppositions.

Premièrement, la température d'une particule varie faiblement d'un contact à un autre. Autrement dit, l'ensemble de ses contacts a la même température. Le calcul du nombre de Biot Bi est un bon indicateur pour vérifier cette assertion. Celui-ci compare les résistances thermiques, à l'intérieur et en surface d'une particule, avec des phénomènes thermiques transitoires. Dans ce cas, Bi est égal à :

$$Bi = \frac{H^d}{\frac{k_{th}^* A}{r}} = \frac{2b}{\pi r}, \quad (2.35)$$

avec A , l'aire de la particule. Ce nombre doit vérifier : $Bi \ll 1$. Dans notre cas, ceci est toujours vérifié avec l'utilisation de particules rigides. En effet, cette utilisation implique un rayon de contact petit devant le rayon d'une particule.

Deuxièmement, à chaque pas de temps, il faut s'assurer qu'il n'existe pas de gradient thermique au sein d'une particule (*i.e.* obtenir une conductivité "infinie"). Il faut donc que la variation de température au sein d'une particule i soit inférieure à l'écart de température avec ses particules voisines. Cette hypothèse peut s'illustrer à travers l'inéquation suivante :

$$dT_i \ll T_i - T_j. \quad (2.36)$$

Afin de vérifier l'équation (2.36), il faut s'assurer numériquement que le pas de temps spécifié, pour une simulation donnée, n'est pas trop grand. Ceci évite que les variations de température touchent également les seconds voisins d'une particule durant un laps de temps donné. Cette condition au niveau du pas de temps se calcule à partir des expressions (2.19) [VAR 01] (où sont négligés les flux de chaleur différents de la conduction) et (2.36) :

$$\frac{H^d \Delta t}{\rho c V} \ll 1, \quad (2.37)$$

équivalent à :

$$\Delta t \ll \frac{4\pi \rho c r^2}{2k_{th}^* b}. \quad (2.38)$$

Avec la condition spatiale sur le nombre de Biot (2.35), nous simplifions l'expression précédente et aboutissons à la condition temporelle suivante :

$$\Delta t \ll \frac{\rho c r^2}{k_{th}^*}. \quad (2.39)$$

En fonction des paramètres numériques thermo-mécaniques choisis (masse volumique, rayon des particules, conductivité thermique, etc), la vérification du critère (2.39) assure l'utilisation de l'équation (2.34).

2.4.2.5 Modélisation de la génération thermique

Production de la chaleur au niveau du troisième corps Socle de notre modèle multiphysique, l'énergie mécanique dissipée provenant des multi-interaction entre les éléments discrets (*i.e.* des chocs avec une loi *WET*) est convertie en chaleur (*cf.* *Figure 2.16*).

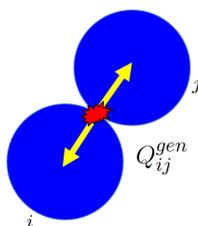


Figure 2.16: génération de chaleur lors du choc entre deux éléments discrets : quelle part générée ? Sous quel partage ? Quelle(s) composante(s) normale ou tangentielle entre(nt) en jeu ?

Les éléments sont donc purement discrets et les différentes sources de chaleur sont issues des interactions relatives au sein du troisième corps. Trois questions s'offrent à nous dans la manière d'exprimer cette génération :

- quelle part de l'énergie mécanique dissipée est convertie en chaleur ?
- comment se partage la chaleur entre les deux éléments discrets en contact ?
- quelle(s) composante(s), normale ou tangentielle, agit sur cette génération de chaleur ?

A la première question, nous définissons un facteur de conversion thermo-mécanique ψ qui pondère la part d'énergie mécanique dissipée en chaleur en absence d'interaction conservative. L'équation régissant le flux de chaleur généré Q_{gen}^{ij} entre deux éléments i et j vaut alors :

$$Q_{gen}^{ij} = \psi p_g \mathbf{r}^{ij} \mathbf{v}^{ij}. \quad (2.40)$$

avec \mathbf{r}^{ij} , les forces locales (normale et tangentielle) au contact ij et \mathbf{v}^{ij} , les vitesses relatives (normale et tangentielle) au contact ij .

Que cette énergie soit dissipée acoustiquement, chimiquement ou thermiquement, ce facteur illustre notre prudence face aux nombreuses formes d'énergie prenant part en tribologie, ainsi qu'à leur ordre d'apparition et d'action. Le freinage aéronautique intégrant des très fortes énergies à dissiper en chaleur (plusieurs MJ), nous faisons ici l'hypothèse que toute l'énergie est convertie en chaleur (*i.e.* $\psi = 1$).

Deuxièmement, la génération de chaleur pose le problème de son partage entre les deux éléments en contact. Comparativement aux formulations traitées dans la section 1.3.1.1, nous pouvons envisager la possibilité de l'importance des propriétés thermiques (via la conductivité thermique) du volume des éléments pour venir moduler sur ce partage. Seulement, d'une part ce problème est déjà résolu dans le cas de la conduction thermique entre deux éléments hétérogènes et, d'autre part, il décalerait un problème du contact à deux corps d'une échelle

globale à une échelle locale⁵. Dans un souci de simplification locale, nous choisissons ainsi une équirépartition (*i.e.* $p_g = 0,5$) de la chaleur entre les deux éléments en contact.

Concernant la troisième question, des auteurs ont préféré résoudre le problème de la génération de chaleur par l'intermédiaire d'une dissipation mécanique normale [RIC 08a] ou bien tangentielle [NGU 12]. Cette dernière pose de nouveau le souci de définir un facteur de frottement lors de l'interaction. Souhaitant mesurer un frottement global *a posteriori*, les interactions normales lors des chocs entre les particules ont exclusivement un effet thermo-mécanique sur le système étudié. Dans ce cas, l'équation (2.40) devient :

$$Q_{gen}^{ij} = \frac{1}{2} \mathbf{r}_n^{ij} \mathbf{v}_n^{ij}. \quad (2.41)$$

Omissions du retour des effets thermiques Nous avertissons le lecteur que les autres phénomènes de génération manquants, à savoir :

- l'énergie liée à décohesion des particules (loi *WET*) ;
- l'énergie liée à l'endommagement et la rupture des liaisons des particules (loi *CZM*) ;
- toute autre énergie liée aux réactions exothermiques ;

ne seront pas analysées dans ce travail. Identiquement, les phénomènes retours de la thermique sur les propriétés mécaniques (dilatation, visco-élasto-plasticité), physico-chimiques (énergie de surface) ou thermiques (conductivité thermique, capacité thermique massique) ne feront pas objets ici.

2.4.3 Gestion des conditions limites thermiques

Les modèles thermiques locaux présentés s'appliquent aux éléments constituant le volume de l'échantillon numérique. Son comportement thermique peut néanmoins être influencé par des conditions limites thermiques à l'extérieur. Il est peu plausible qu'une région du contact demeure purement adiabatique et que la température puisse augmenter déraisonnablement par manque d'évacuation de la chaleur. Nous proposons ci-après trois manières de maîtriser l'évacuation de la chaleur aux bords du système [REN 11a].

2.4.3.1 Modèle scalaire

Le modèle scalaire est un modèle linéaire simple spécifiant une température externe constante à une certaine distance du bord du système (*cf.* *Figure 2.17(a)*). Il donne un flux de chaleur transmis Q_{scal} tel que :

$$Q_{scal} = 2k_{th}^* r^* \frac{T - T_0}{\epsilon}, \quad (2.42)$$

avec ϵ , l'épaisseur de la paroi rugueuse et T_0 , une température constante à la distance ϵ . A chaque pas de temps, la température de la paroi T est mise à jour et il faut donc que les

5. S'agit-il de la même description thermo-mécanique entre les deux échelles ?

parois soient suffisamment épaisses (plusieurs diamètres de particules) pour justifier du peu de variations locales de la température dans leur épaisseur.

2.4.3.2 Conditions limites continues unidimensionnelles

En examinant un contact semi-infini dans la direction x , la gestion de la chaleur peut se faire selon la direction y (cf. *Figure 2.17(b)*). Dans le volume continu associé au bord du système, une discrétisation spatiale et temporelle de l'équation de la chaleur amène à :

$$k_{th}^* \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} = \rho c \frac{\partial T}{\partial t}. \quad (2.43)$$

Par la méthode des différences finies, nous aboutissons à l'écriture de la température T_i^+ au noeud i à l'instant $+$ par :

$$T_i^+ = \left[1 - \frac{2\kappa\Delta t}{(\Delta y)^2}\right]T_i^- + \frac{\kappa\Delta t}{(\Delta y)^2}(T_{i+1}^- + T_{i-1}^-), \quad (2.44)$$

avec κ , la diffusivité thermique. L'équation (2.44) est régie par une condition limite de Dirichlet où la température au bord extérieur T_{ext} est constante. A un instant $+$, nous calculons la température au noeud i en fonction des températures de i et des noeuds voisins $i - 1$ et $i + 1$ à l'instant précédent $-$. Il faut alors ajuster les discrétisations spatiale et temporelle pour satisfaire le critère de stabilité du schéma d'intégration :

$$(\Delta y)^2 \geq 2\kappa\Delta t. \quad (2.45)$$

Ce type de condition limite a déjà été adopté par Richard [RIC 08b] et fait varier la température dans l'épaisseur du volume continu. Ceci pouvant être le cas lorsque celui-ci est assez épais et que la variation de température est négligée dans la direction x . Un volume homogène peut alors satisfaire ces hypothèses.

2.4.3.3 Conditions limites continues bidimensionnelles

Le précédent modèle unidimensionnel peut être étendu dans un cas bidimensionnel (cf. *Figure 2.17(c)*). Nous reprenons alors l'équation de la chaleur :

$$k_{th}^* \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right) = \rho c \frac{\partial T}{\partial t}, \quad (2.46)$$

que nous discrétisons en supposant que les pas d'espaces Δ_x et Δ_y sont égaux. La température $T_{i,j}^+$ au noeud i,j à l'instant $+$ devient :

$$T_{i,j}^+ = \left[1 - \frac{4\kappa\Delta t}{(\Delta x)^2}\right]T_{i,j}^- + \frac{\kappa\Delta t}{(\Delta x)^2}(T_{i+1,j}^- + T_{i-1,j}^- + T_{i,j+1}^- + T_{i,j-1}^-). \quad (2.47)$$

Ici, la température d'un noeud (i,j) à un instant $+$ dépend des températures des noeuds voisins selon les directions x et y à l'instant précédent $-$ mais aussi de la condition limite de Dirichlet (T_{ext}). Le critère de stabilité du schéma d'intégration s'écrit cette fois :

$$(\Delta x)^2 \geq 4\kappa\Delta t. \quad (2.48)$$

Ces conditions limites conservent une hétérogénéité du champ thermique près de la frontière du système tout en ayant un comportement thermique moyen à une certaine distance du système. Cela est pertinent pour modéliser des différences d'évacuation de la chaleur en dehors du système (*e.g.* points chauds). Différences qui proviennent de meilleures conductions locales par la présence, entre autres, de "*vecteurs thermiques*" (hétérogénéités de la matière).

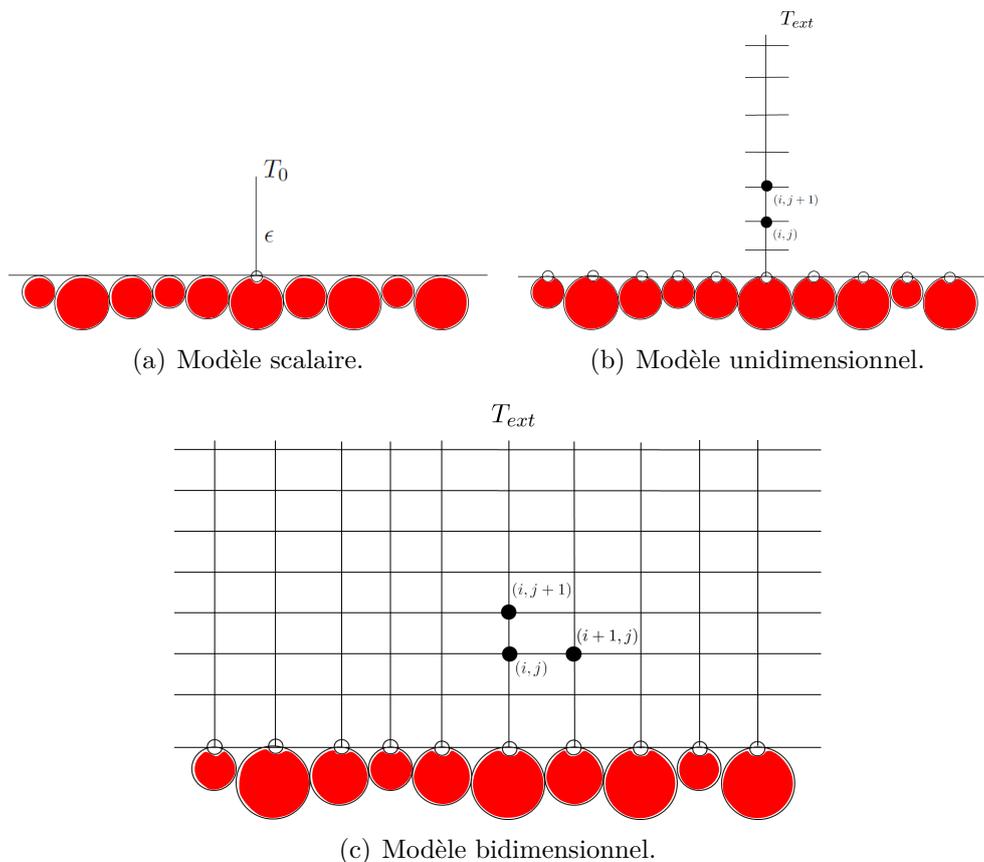


Figure 2.17: gestion des conditions limites thermiques.

2.4.3.4 Choix des conditions limites

Modélisant des milieux numériques dont les hétérogénéités peuvent moduler le champ thermique selon la longueur et la hauteur des échantillons, nous utilisons les conditions limites continues bidimensionnelles. Elles permettront de détailler les flux de chaleur évacués hors de l'échantillon en fonction de l'évolution mécanique des premiers corps et du troisième corps.

2.4.4 Formalisme dans le cas d'un milieu continu

Ne sachant pas s'il existe dans un contact des régions qui sont plus discrètes ou plus continues, nous choisissons la méthode des éléments discrets comme méthode unique pour modéliser ces deux aspects. Supposons que le milieu continu équivalent conduise mieux la chaleur qu'un milieu discret, l'équation (2.30) ne peut être utilisée qu'en ajoutant des facteurs correctifs. Ce qui nous éloignerait de la compréhension des phénomènes thermiques.

Il faut savoir que la méthode des éléments discrets est plus reconnue dans la modélisation de l'évolution d'une collection discrète de particules que pour modéliser des aspects continus. Dans ce cas, le domaine continu équivalent est discrétisé en faisant usage des éléments discrets comme maillage naturel, sans ajout supplémentaire. Les lois d'interaction entre éléments discrets doivent être donc convenablement choisies pour représenter les bons comportements, mécanique ou thermique, du milieu continu équivalent. Ces lois ont été abordées mécaniquement par Jerier *et al.* [JER 12] par l'intermédiaire de techniques d'homogénéisation, André *et al.* [AND 12] et par l'introduction de lois de type poutres entre éléments, Nhu [NHU 13] et Champagne [CHA 13a] avec l'application de lois à zones cohésives. D'un point de vue thermique, le comportement conductif d'un milieu continu équivalent a été étudié par Terreros *et al.* [TER 13] et Haddad *et al.* [HAD 14] en se basant sur le travail de Hahn *et al.* [HAH 11] et Feng *et al.* [FEN 08]. Nous proposons ici d'aller dans cette direction en reprenant l'équation (2.33) telle que :

$$Q_{cond}^{ij} = H^c(T_i - T_j). \quad (2.49)$$

Le terme incorporant le changement de comportement thermique, selon l'évolution de la continuité du milieu, est la conductance thermique de contact pour une liaison saine H^c . Cette interaction, bilatérale, traduit localement la continuité de la matière et donc le cas le plus favorable pour conduire la chaleur. De façon à établir une expression pour H^c , une analogie est opérée entre un empilement de disques sur un réseau carré régulier et une discrétisation par méthode des différences finies du même milieu. Les noeuds du réseau correspondent aux centres des particules (*cf. Figure 2.18*). Il est alors possible de déterminer la température d'un noeud (ou d'un élément) par deux voies admissibles : une approche discrète originale ou une méthode plus classique. Ce qui assure le suivi de la température en tout point et à tout instant discrétisé du milieu.

Évaluons alors un domaine solide de longueur L , de largeur W divisée en cellules régulières de dimensions $2r \times 2r$ où r symbolise le rayon des disques utilisés pour discrétiser le domaine. Selon l'équation (2.19) réduite à un schéma d'Euler, la température T_i d'un élément i est égale à :

$$T_i^+ = T_i^- + \frac{\Delta t}{C} [Q_{i,i-1}^- + Q_{i,i+1}^- + Q_{i,j-1}^- + Q_{i,j+1}^-]. \quad (2.50)$$

où la capacité calorifique C est égale à ρcV et choisie toujours constante pour tout élément du milieu continu équivalent. Chaque flux de chaleur conduit Q_{\dots}^- entre deux éléments de l'équation

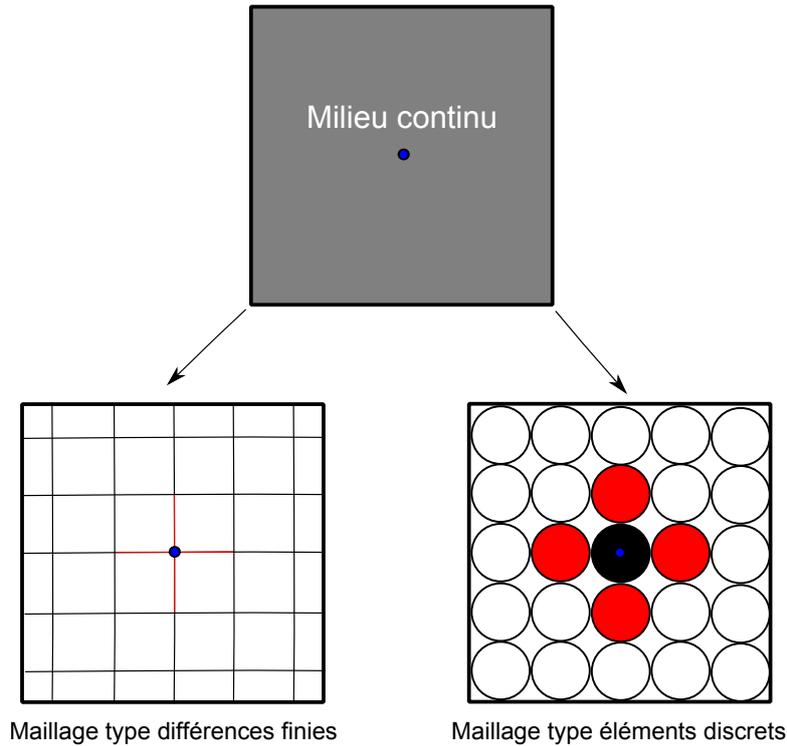


Figure 2.18: analogie entre un maillage continu et discret dans la description d'un milieu continu équivalent.

(2.50) peut être remplacé par sa valeur donnée par l'équation (4.14). En faisant l'hypothèse que H^c est constant pour chaque couple d'éléments, nous obtenons :

$$T_i^+ = T_i^- + \frac{\Delta t}{C} H^c \left[(T_{i-1}^- - T_i^-) + (T_{i+1}^- - T_i^-) + (T_{j-1}^- - T_i^-) + (T_{i,j+1}^- - T_i^-) \right], \quad (2.51)$$

équivalent à,

$$T_i^+ = \left(1 - \frac{4\Delta t}{C} H^c \right) T_i^- + \frac{\Delta t}{C} H^c (T_{i-1}^- + T_{i+1}^- + T_{j-1}^- + T_{j+1}^-). \quad (2.52)$$

Cette dernière équation correspond à la formulation discrète de l'évolution de la température de l'élément i .

D'un autre point de vue, l'évolution de la température peut être exposée de manière continue en reprenant l'équation de la chaleur :

$$k_{th}^* \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right) = \rho c \frac{dT}{dt}. \quad (2.53)$$

En choisissant de discrétiser de manière identique dans les directions x et y ($\Delta x = \Delta y$), l'approximation de l'équation (2.53) par méthode des différences finies est égale à :

$$\frac{\rho c}{\Delta t}(T_i^+ - T_i^-) = \frac{k_{th}^*}{\Delta x^2}(T_{i-1}^- + T_{i+1}^- + T_{j-1}^- + T_{j+1}^- - 4T_i^-). \quad (2.54)$$

En utilisant le rayon du disque comme discrétisation spatiale ($2r$), l'évolution de la température pour un noeud i est donnée par :

$$T_i^+ = \left[1 - \frac{\Delta t k_{th}^*}{\rho c r^2}\right] T_i^- + \frac{\Delta t k_{th}^*}{4\rho c r^2} [T_{i-1}^- + T_{i+1}^- + T_{j-1}^- + T_{j+1}^-]. \quad (2.55)$$

Finalement, en comparant les équations (2.52) et (2.54), nous pouvons déduire la valeur de la conductance thermique de contact H^c pour un contact continu. En deux dimensions, puisqu'un disque est évalué à un cylindre de longueur unitaire, la capacité calorifique C est égale à $\rho c \pi r^2$. La conductance thermique de contact devient donc égale à :

$$H^c = \frac{\pi k_{th}^*}{4}. \quad (2.56)$$

Notons que l'équation (2.56) décrit le partage de la chaleur en quatre flux, coïncidant au cas de quatre particules voisines d'une particule donnée dans un réseau carré. De manière à généraliser cette équation pour tout empilement de disques, le nombre de contacts moyen pour chaque particule noté ν est posé. Il est usuellement appelé "*coordinance*". Par conséquent, l'équation (2.56) devient :

$$H^c = \frac{\pi k_{th}^*}{\nu}. \quad (2.57)$$

Il est intéressant de noter que l'expression de H^c ne dépend plus que d'un paramètre microstructural (ν). Confirmons ce résultat en soumettant un milieu solide bidimensionnel à une source de chaleur constante ($T = 1\,000\text{ K}$). Ce milieu, discrétisé selon des empilements carrés, hexagonaux ou aléatoires, est comparé avec une simulation par méthode des éléments finis. Les résultats, dont les détails sont fournis en *annexe B*, ont montré une similarité des champs thermiques en fin de simulation (*cf. Figure 2.19*). La modélisation du transfert de chaleur dans un milieu continu équivalent, en utilisant la méthode des éléments discrets, est donc conforme.

Parmi les travaux de recherche s'intéressant à la représentation du comportement thermique d'un milieu continu équivalent, certains auteurs circonscrivent les particules dans des réseaux polyédriques [TER 13, HAD 14]. Le nombre de faces des polyèdres est alors équivalent au nombre de contacts de la particule avec ses voisines. Néanmoins, sans le biais d'une interpolation linéaire, leur méthode ne calcule pas le transfert de chaleur dans le cas d'un nombre de contacts inférieur ou égal à deux.

2.4.5 Formalisme dans le cas de milieux semi-continus

Entre un milieu purement discret et un milieu purement continu, qui sont certainement des cas théoriques valables à une certaine échelle, il existe une multitude de configurations. Le transfert de chaleur peut être alors modulé en fonction de l'évolution microstructurale. Cette

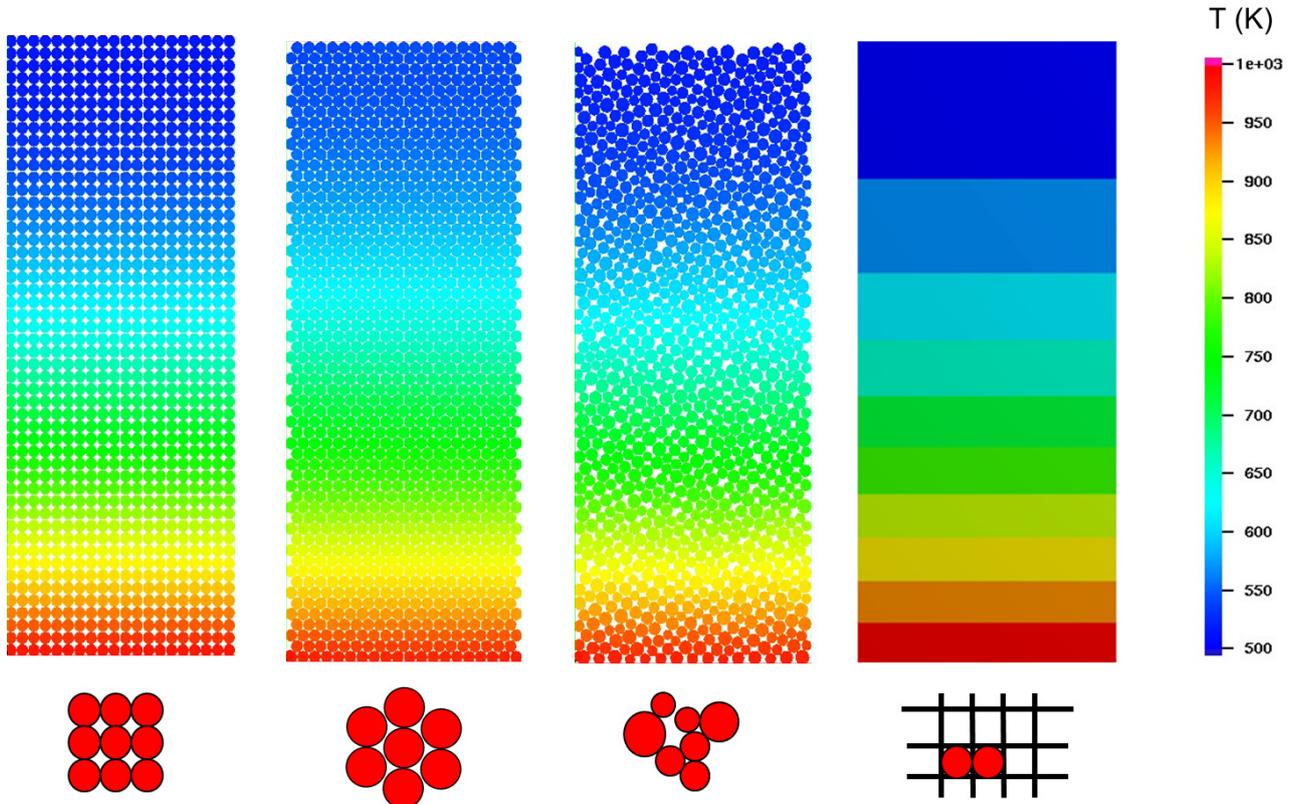


Figure 2.19: champ thermique vérifiant l'équation de H^c pour les empilements carré, hexagonal, aléatoire en comparaison avec une simulation par méthode des éléments finis (de gauche à droite).

dernière est bien entendu modifiée via les diverses sollicitations subies par les premiers corps et le troisième corps. Prenant en compte uniquement le transfert de chaleur par conduction, la mise en place de défauts (porosités, fissures) tend à l'altération de l'évacuation de la chaleur. Nous traiterons à la fois de l'influence de l'évolution de l'endommagement des premiers corps et de celle de la mécano-chimie du troisième corps, sur la conduction thermique.

2.4.5.1 Endommagement des premiers corps

Au cours des sollicitations tribologiques, les premiers corps subissent naturellement une évolution des endommagements correspondant à la fermeture ou à l'ouverture de fissures. Dans le cas des composites carbone-carbone, ces endommagements peuvent aussi résulter de l'histoire du procédé fabrication [IQB 11, CHA 13a]. Les traitements thermiques préalables peuvent en effet causer un pré-endommagement du matériau avant même son utilisation en service. Ils réduisent donc, d'un point de vue du transfert thermique, la conduction la chaleur, et donc son évacuation lors du freinage.

Nous reprenons cette évolution potentielle de l'endommagement par l'intermédiaire de l'intensité d'endommagement β_ζ définie dans la section 2.3.3.1. Celle-ci est donnée pour un contact ζ et indique l'état d'endommagement de la liaison entre deux particules numériques. Ainsi, pour un contact donné, l'intensité d'endommagement doit être capable de faire la jonction entre une liaison purement continue et une liaison purement discrète. Ce qui nous amène, en première approche, à écrire conductance thermique de contact pour un contact endommagé H^e comme une pondération des conductances pour des contacts continus ou discrets :

$$\begin{cases} H^e = \beta_\zeta H^c & (\mathbf{r}_n < 0), \\ H^e = \beta_\zeta H^c + (1 - \beta_\zeta) H^d & (\mathbf{r}_n \geq 0). \end{cases} \quad (2.58)$$

Le système (2.58) atteste toutefois d'une distinction entre une condition de traction ($\mathbf{r}_n < 0$) et une condition de compression. En effet, en traction, il n'y a que la contribution de la conductance thermique de contact qui entre en jeu et pilotée par β_ζ . En compression, il faut également pondérer par la contribution de la conductance thermique de contact en milieu discret. Ceci évite que H^e ne tende vers 0 mais tende plutôt vers H^d quand β_ζ tend vers 0.

2.4.5.2 Tartinage du troisième corps

La définition de H^d issue du paragraphe 2.4.2.4 (cf. *Équation* (2.31)), cette formule est réduite aux hypothèses de la théorie de Hertz. Il s'agit alors de respecter :

- un contact purement élastique entre deux particules discrètes ;
- une description des surfaces par les rayons de courbure des particules ;
- des déformations faibles au regard du rayon des particules ;
- des volumes homogènes au sein des particules.

Au regard de la taille du volume élémentaire modélisé et donc de la taille des particules numériques le constituant ⁶, il est légitime de se demander si une telle formulation est toujours correcte.

Réalisons une application numérique de l'expression de H^d (cf. *Équation* (2.31)) entre deux particules dont les propriétés géométriques ou thermiques sont identiques et caractéristiques des composites carbone-carbone (cf. *Tableau 2.1*).

Conductivité thermique k_{th}^* (W.mm ⁻¹ .K ⁻¹)	0,01
Rayon effectif r^* (mm)	100
Module de Young effectif E^* (MPa)	3

Tableau 2.1: caractéristiques typiques de composites carbone-carbone pour le calcul de la conductance thermique de contact avec la formulation discrète H^d .

6. Le rayon caractéristique est de l'ordre de 100 nm.

Ce calcul démontre que les forces imposées doivent être considérables pour pouvoir conduire suffisamment la chaleur. Un grand écart subsiste aussi avec la conductance thermique de contact pour une liaison continue H^c (cf. Figure 2.20).

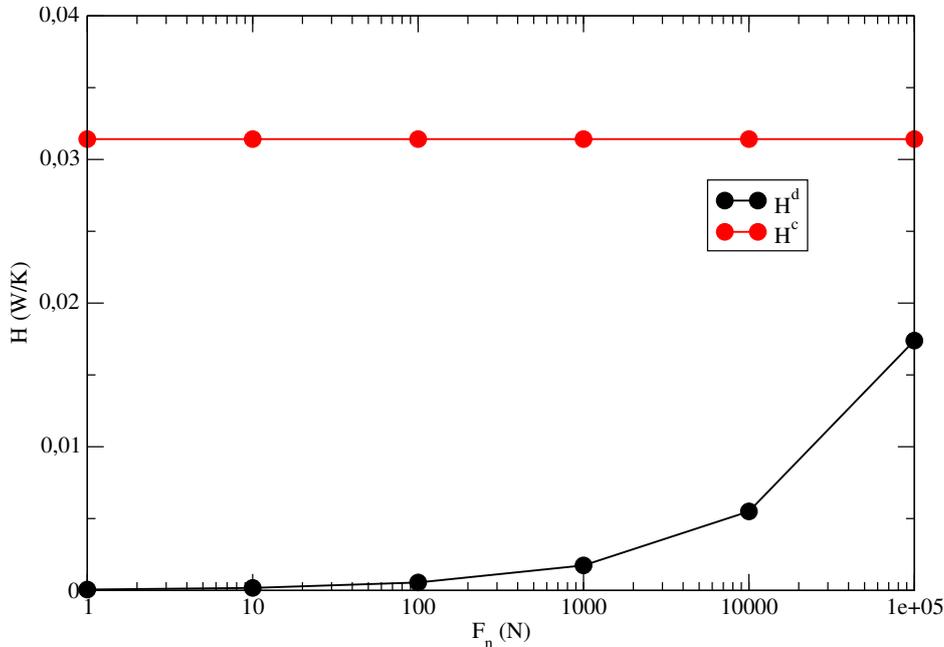


Figure 2.20: écart entre les conductances thermiques de contacts locales H^d et H^c .

Ce décalage peut être problématique pour analyser, au cours d'une même simulation, le transfert de chaleur au sein du troisième corps et des premiers corps. Si le troisième corps est discret, donc conduisant moins bien la chaleur que le premier corps continu, nous risquons une restriction de l'étude thermique au troisième corps due à nos courts temps de simulations (1 ms). De plus, les hypothèses de la loi de Hertz doivent, à une échelle microscopique, être rapidement non conformes et la limite élastique dépassée [KAS 08]. Des auteurs [COO 69, BAH 04a] ont justifié d'une modification de la conductance thermique de contact par l'incorporation de la plastification de rugosités H^p sous charge normale. Ils ont abouti à une expression du type :

$$H^p = \frac{k_{th}^* \mathbf{r}_n}{0,565 H_v \left(\frac{s}{m}\right)}, \quad (2.59)$$

où s indique la rugosité de surface quadratique, de surface moyenne, et H_v , la microdureté de Vickers. Des efforts sont donc entrepris pour aller vers plus de réalisme mécanique mais les formulations énoncées demeurent empiriques et imposent l'emploi de coefficients peu physiques.

Dans un contact *a fortiori* sec, il faut imaginer que toute la matière (et en particulier le troisième corps) est confinée et malaxée. Même si nous nous écartons de l'objectif de la méthode des éléments discrets, qui est d'utiliser des lois locales plutôt simples pour traduire un comportement global complexe, nous avons besoin d'un modèle qui exprime un peu plus de

physique par rapport à un modèle de type Hertzien.

Le comportement conductif du troisième corps doit être vu comme le résultat du comportement thermique d'un ensemble de particules numériques. Sous pression et cisaillement, nous pouvons concevoir au cours du temps d'éventuelles modifications de sa morphologie et de ses propriétés physiques. Le terme de "*tartinage*" est alors employé pour traduire une certaine continuité thermique du troisième corps lorsque celui-ci, d'aspect homogène, est compacté puis étalé de manière à remplir l'interface [DES 02, DES 05]. Il a été vu par plusieurs auteurs travaillant sur les matériaux composites carbone-carbone [GOU 04, KAS 08, CHA 13a]; lorsque le troisième corps devient très fin et n'est pas piégé à l'intérieur des porosités. En effet, sa surface spécifique s'intensifiant, il devient très cohésif (*cf. Figure 2.21*). Le troisième corps est alors "*tartiné*" par de fortes sollicitations locales. Ce phénomène de "*tartinage*" semble mettre en compétition des cinétiques mécaniques (dues au réarrangement incessant de la matière ou plasticité) et chimiques (dues aux réactions chimiques avec la matière et/ou l'environnement) permettant l'amélioration du transfert de chaleur conductif. En effet, avec une structuration amenant une meilleure continuité géométrique de la matière, des réactions chimiques particulières pourraient aider à la formation de "*ponts thermiques*". Ce qui participe à une meilleure conduction de la chaleur.

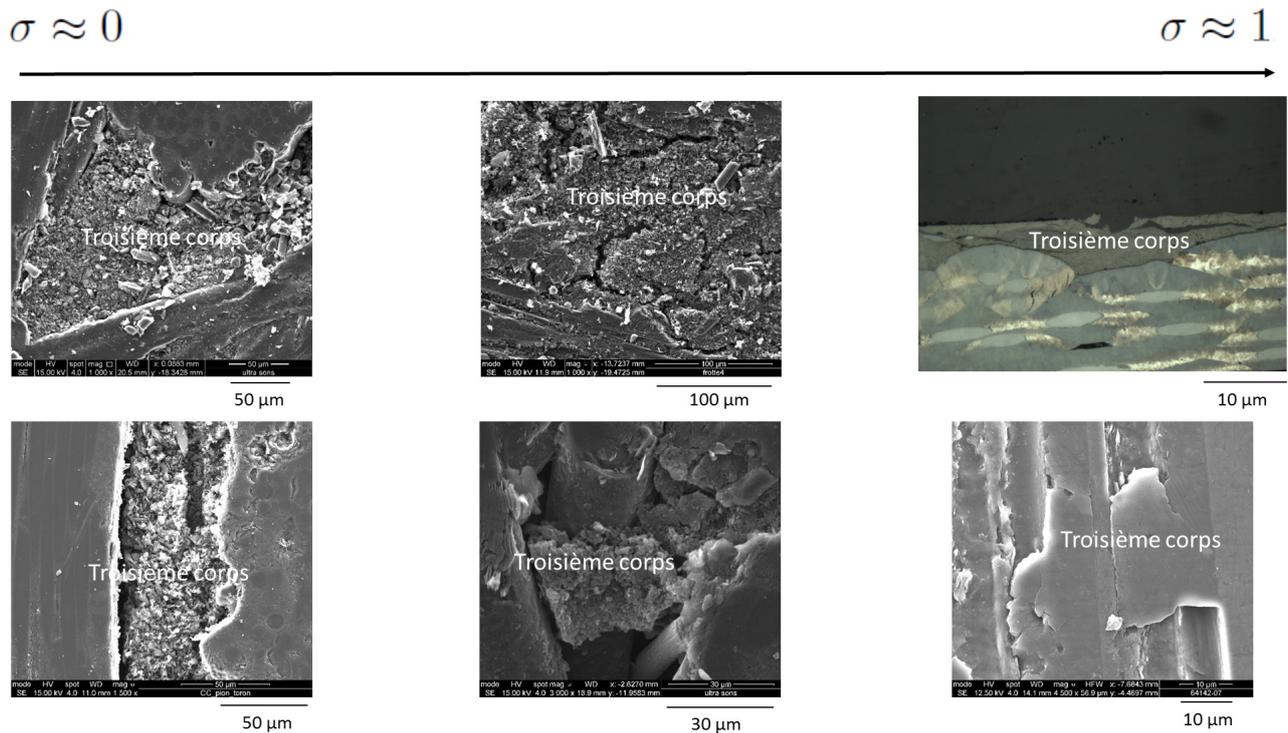


Figure 2.21: possibilités d'états de surface qualifiant l'évolution de l'intensité de *tartinage* σ d'après Champagne [CHA 13a].

Dans cet objectif, afin de conserver la possibilité de différents niveaux de "*tartinage*", nous proposons la définition de l'intensité de *tartinage* σ qui varie entre 0 et 1. A l'instar de l'expres-

sion de la conductance thermique de contact dans un milieu endommagé (cf. Équation (2.58)), nous choisissons de pondérer les conductances thermiques de contact dans un troisième corps discret ou continu par σ (cf. Figure 2.22) :

$$H^t = \sigma H^c + (1 - \sigma)H^d. \quad (2.60)$$

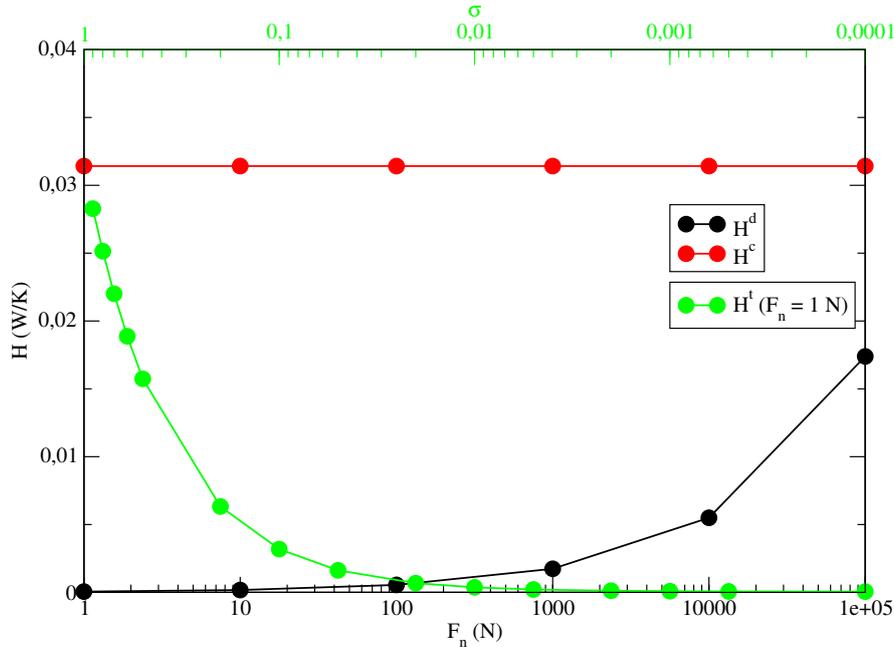


Figure 2.22: effet de l'influence de l'intensité de tartinage σ sur la conductance thermique de contact $H^t(\sigma)$.

Identifier une évolution de σ analytiquement ou expérimentalement est très ardu car elle englobe une intrication de processus physiques. Son impact sur la conductance thermique de contact doit être plus fort que celui de la force de cohésion γ . Dans notre travail, nous choisissons une intensité de tartinage constante fixée en début de simulation, dont la valeur est calibrée en se servant des dimensions caractéristiques des milieux modélisés (cf. Figure 2.23).

Soit L_c , la longueur caractéristique d'un échantillon hétérogène et d_{ic} , le diamètre caractéristique des particules élémentaires le constituant. Si un certain nombre de particules constitue des hétérogénéités de taille caractéristique l_c (dont les propriétés mécaniques et thermiques sont localement différentes), alors la valeur de σ peut être bornée comme :

$$\frac{d_{ic}}{L_c} < \sigma < \frac{l_c}{L_c}. \quad (2.61)$$

En faisant une application numérique de sorte qu'avec des valeurs utilisées pour nos calculs, $d_{ic} = 0,750 \mu\text{m}$, $l_c = 11 \mu\text{m}$ et $L_c = 0,1 \text{ mm}$, nous obtenons :

$$0,0075 < \sigma < 0,11. \quad (2.62)$$

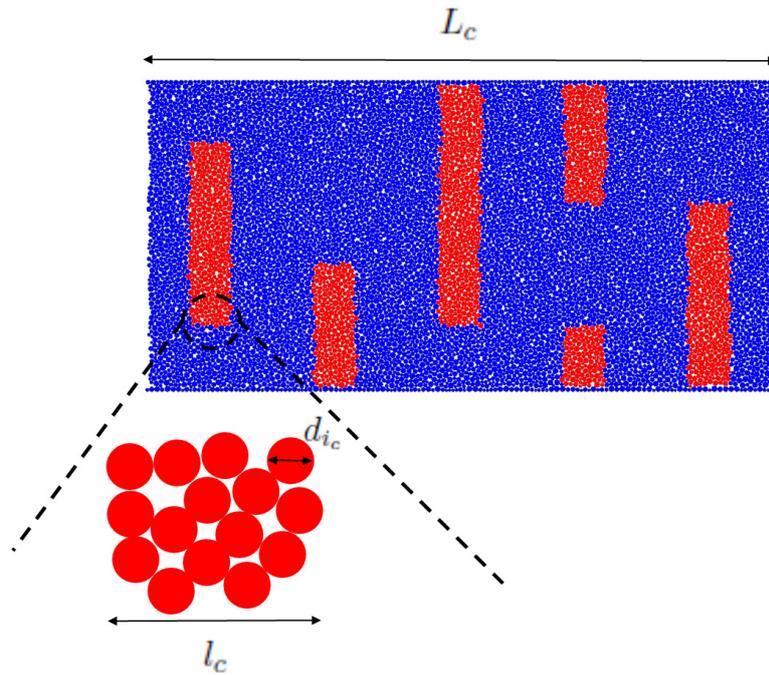


Figure 2.23: dimensions caractéristiques du milieu hétérogène pour déterminer une valeur approchée de σ .

Dans la suite du manuscrit, nous adoptons $\sigma = 0,05$ afin d'appuyer de manière cohérente la partie continue de l'équation (2.60).

2.5 LMG90 : plate-forme de développement

Les modélisations par éléments discrets sont entreprises sur la plate-forme *LMGC90* (Logiciel de Mécanique Gérant le Contact écrit en fortran 90) créée par Jean et développée par Dubois [DUB 03]. En se servant du formalisme *NSCD*, elle a bénéficié de nombreuses extensions afin de modéliser des problèmes granulaires de corps rigides ou déformables, en deux dimensions ou trois dimensions. Elle possède des outils d'optimisation comme la parallélisation [REN 04b] ou la décomposition de domaines [VIS 13].

2.6 Mesures numériques

Après avoir présenté les caractéristiques du modèle numérique thermo-mécanique, attardons-nous sur son instrumentation afin de mesurer des grandeurs numériques. Les interprétations décrites aux prochains chapitres seront déduites de l'analyse de ces mesures. Les grandeurs seront classées selon les domaines de la mécanique de l'endommagement, de la rhéologie ou de la thermique.

2.6.1 Grandeurs caractéristiques d'un endommagement

2.6.1.1 Intensité d'endommagement par particule

Le possible endommagement de la matière est défini préalablement par l'utilisation de lois *CZM* au niveau d'une interaction entre deux particules numériques. Modélisant des milieux solides donc denses, une particule i possède généralement plusieurs voisines avec lesquelles elle interagit. Exprimons alors son état d'endommagement β_i (cf. *Figure 2.24*). Cette grandeur est une moyenne des intensités d'endommagements locaux β_ζ concernant les interactions entre la particule i et ses premières voisines. Elle est illustrée par l'équation suivante :

$$\beta_i = \frac{1}{N_c(i)} \sum_{\zeta \in \mathcal{L}_i} \beta_\zeta, \quad (2.63)$$

où $N_c(i)$ est le nombre de contacts de la particule i et \mathcal{L}_i la liste des contacts de i . Lorsque $\beta_i < 1$, l'énergie apportée au système par la pression et la vitesse est dissipée soit mécaniquement avec l'endommagement des liaisons de type *CZM*, soit via la chaleur lorsque des liaisons sont rompues et que les lois de type *WET* agissent. Si $\beta_i = 0$, indiquant un détachement intégral de la particule par rapport à son voisinage, le débit source de troisième corps peut être activé.

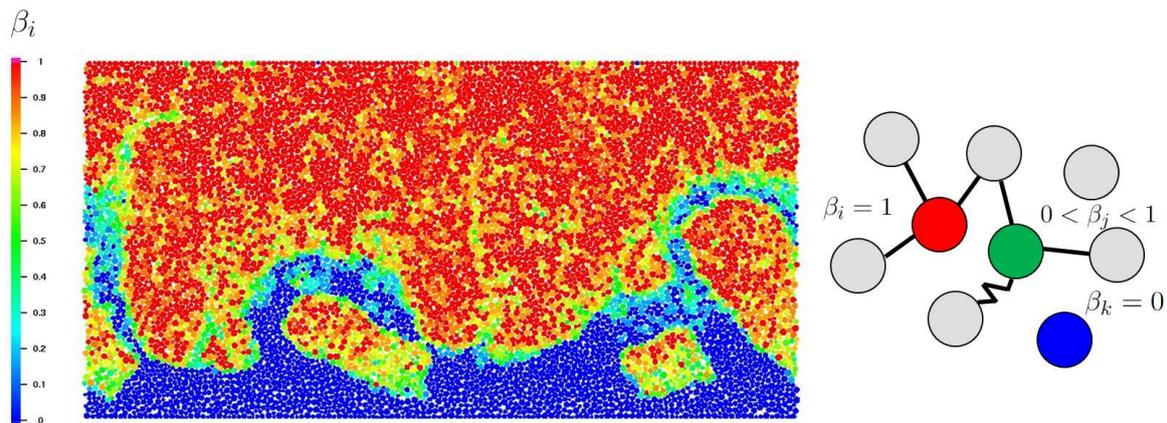


Figure 2.24: niveau d'endommagement pour un échantillon en cours de simulation et l'échelle de trois particules i , j et k .

2.6.1.2 Intensité d'endommagement globale

A l'échelle de la simulation d'un volume élémentaire, nous pouvons caractériser à chaque pas de temps son intégrité globale en définissant β , l'intensité d'endommagement rapportée à l'échantillon. Nous calculons la moyenne des états d'endommagement par particule telle que :

$$\beta = \frac{1}{N_c} \sum_{\zeta=1}^{N_c} \beta_\zeta, \quad (2.64)$$

où N_c est le nombre total de contacts dans le milieu. Plus β tend vers 0, plus le milieu est endommagé et donc isolant d'un point de vue thermique.

2.6.2 Grandeurs rhéologiques

2.6.2.1 Frottement global

S'intéressant au comportement d'ensembles de particules formant les premiers corps et le troisième corps, nous avons précédemment présenté notre souhait de ne pas introduire de frottement local entre les particules numériques discrètes. Leurs interactions proviennent des lois *WET* et *CZM*, se combinent, transmettent la charge normale et accommodent le différentiel de vitesse entre les parois rugueuses. Un frottement global μ est donc mesuré en réalisant le rapport des forces globales tangentielles R_t résultant du cisaillement de la paroi inférieure et de la force globale normale R_n (constante) appliquée au niveau de la paroi supérieure. Ce qui amène l'équation :

$$\mu = \frac{R_t}{R_n}. \quad (2.65)$$

2.6.2.2 Nombre inertiel

Un indicateur, éclairant sur le régime d'écoulement de milieux granulaires [CRU 05], est intitulé nombre inertiel I . Il s'écrit en fonction de termes plus locaux. Soit H_{3C} , la hauteur de troisième corps cisailé et d_i le diamètre des particules, alors :

$$I = \frac{V}{H_{3C}} \sqrt{\frac{\rho d_i^2}{P}}. \quad (2.66)$$

Ce nombre inertiel met en comparaison les effets de la pression et de la vitesse appliquées au système et requiert une couche stable de troisième corps (H_{3C} quasiment constant). En général, si $I < 0,001$, le régime est dit *quasi-statique*, si $0,001 < I < 0,1$, le régime est dit *dense* et si $I > 0,1$, le régime est dit *collisionnel*.

2.6.2.3 Intensité de cohésion

Lorsque nous intégrons des phénomènes de cohésion dans le milieu simulé, le nombre inertiel ne suffit plus. Il devient donc nécessaire d'utiliser l'intensité de cohésion η , reliant la force de cohésion inter-particulaire γ à la pression appliquée au système P [ROG 08] telle que :

$$\eta = \frac{\gamma}{Pd}. \quad (2.67)$$

Les effets locaux de la cohésion devraient prendre le pas sur les effets globaux (pression) lorsque η s'approche de l'unité.

2.6.3 Grandeurs thermiques

Hormis la mesure de températures ou de flux, nous avons relevé dans le *chapitre 1* que la résistance thermique de contact reste une grandeur thermique curieuse mais non moins très employée dans de nombreux problèmes thermiques aux interfaces. La thermique étant

une physique de sortie de notre modèle, les causes mécaniques font évoluer le milieu étudié. L'arrangement de l'interface de contact (troisième corps et premiers corps) livrera une indication plus précise sur les conditions à obtenir pour dissiper au mieux l'énergie.

2.6.3.1 Résistance thermique de contact liée à la conduction thermique

Soient T_{inf} et T_{sup} , les températures relevées au cours du temps, respectivement au niveau des parois inférieure et supérieure et Q_{cond} , le flux échangé entre toutes les particules, la résistance thermique de contact classique R_c est fixée de la manière suivante :

$$R_c = \frac{T_{inf} - T_{sup}}{Q_{cond}}. \quad (2.68)$$

Cette équation intègre donc le flux échangé par toutes les interactions, quelles que soient leur nature (continue, endommagée ou discrète). Elle ne sépare pas l'imputation du troisième corps ou des premiers corps dans la manière de conduire la chaleur.

2.6.3.2 Résistance thermique de contact liée à l'état mécanique local

Nous sommes passés par des données thermiques globales (température, flux) pour caractériser une résistance thermique de contact. Il paraît nécessaire de décrire localement l'évolution de l'état mécanique du triplet tribologique comme l'arrangement des premiers corps et du troisième corps ou les changements de nature de liaison (continue, semi-continue, endommagée ou discrète). Nous proposons donc de calculer la somme des résistances thermiques locales sur des temps définis. Ces résistances sont liées à la nature mécanique (loi *CZM*) ou physico-chimique (loi *WET*) des interactions entre éléments discrets appartenant à un certain intervalle de hauteur.

Découpons l'échantillon numérique étudié en M tranches horizontales de hauteur H . La hauteur totale de l'échantillon vaut donc $H_{tot} = M \times H$ (cf. *Figure 2.25*). Pour chaque tranche m , nous pouvons calculer une résistance thermique de contact par tranche R_m . Elle s'écrit comme l'inverse de la conductance thermique de contact par tranche H_m . En fonction de la proportion et l'arrangement des premiers corps et du troisième corps, les variations de la résistance thermique de contact seront ainsi étudiées localement, par tranche.

Dans le cas où le problème est décomposé horizontalement, soit m le numéro de la tranche horizontale, la résistance thermique de contact équivalente R_{eq} vaut donc :

$$R_{eq} = \frac{1}{H_{eq}} = \frac{1}{H_1} + \frac{1}{H_2} + \dots + \frac{1}{H_m}. \quad (2.69)$$

Il reste ensuite à décrire le terme H_m en fonction des natures (discrète d , continue c , endommagée e et semi-continue t) des liaisons en fonction de la tranche. Soit ζ le numéro de la liaison sur \mathcal{Z} liaisons dans la tranche m , nous écrivons l'équation :

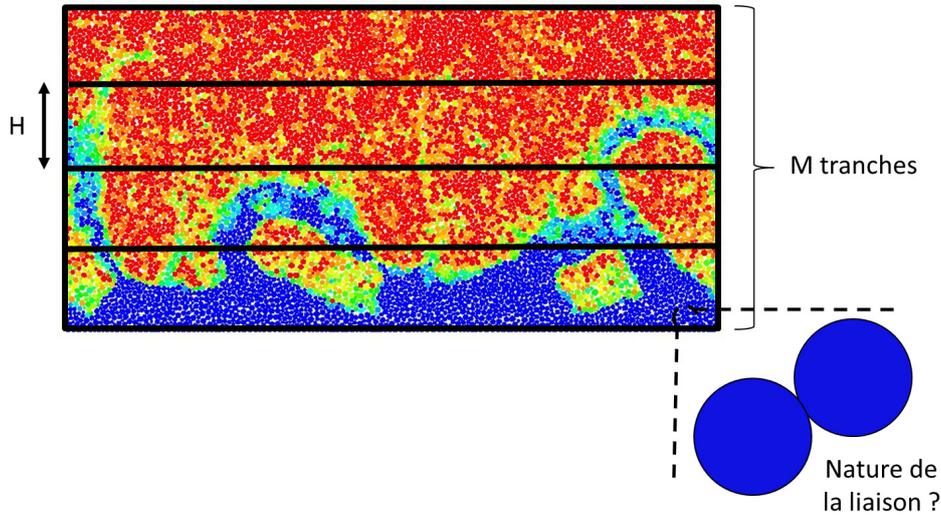


Figure 2.25: résistance thermiques de contact équivalente en considérant l'état mécanique local.

$$H_m = \frac{1}{R_m} = \sum_{\zeta=1}^Z H_{\zeta}^{d,c,e,t}. \quad (2.70)$$

Chaque nature de liaison est prise en compte pour calculer la résistance thermique de contact. L'effet microstructural aura donc un impact sensible sur la conduction de la chaleur au sein de l'échantillon.

2.7 Proposition d'un cadre numérique discret thermo-mécanique enrichi

Dans le but de modéliser le freinage aéronautique des composites carbone-carbone, ce chapitre a décrit le modèle numérique enrichi. En employant la méthode des éléments discrets, il s'attèle à assimiler les phénomènes locaux thermo-mécaniques à l'échelle des premiers corps et troisième corps. Passant par des éléments rigides, la mécanique est inscrite dans les lois d'interactions. Ces lois peuvent être endommageables (lois *CZM*) afin de modéliser une dégradation potentielle des premiers corps sous sollicitations tribologiques. Elles peuvent être aussi cohésives (lois *WET*) afin de régir une réactivité physico-chimique du troisième corps. Via la force de cohésion, nous verrons si cette dernière risque non seulement d'impacter l'endommagement des premiers corps mais également le comportement thermique de l'échantillon (*cf. Figure 2.26*).

Nous avons ainsi développé des expressions de flux de chaleur pour qu'elles puissent évoquer d'une part la génération de chaleur dans le troisième corps suite à la conversion thermo-mécanique et, d'autre part, la conduction de chaleur dans les premiers corps et le troisième corps (*cf. Tableau 2.2*). Nous avons proposé d'utiliser une gestion des conditions

2. Construction du modèle numérique thermo-mécanique

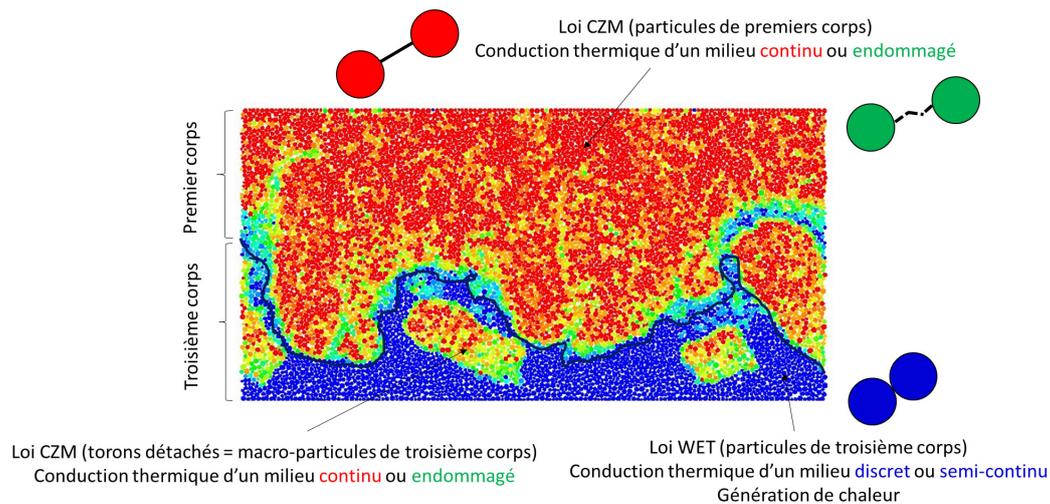


Figure 2.26: diversité des lois thermo-mécaniques utilisées et indépendantes des notions de premier corps ou de troisième corps.

limites thermiques bidimensionnelles, évitant une modélisation adiabatique. Finalement, nous nous sommes dirigés vers l'architecture réelle du matériau. Nous avons exposé des formulations pour qualifier son hétérogénéité thermo-mécanique et des indicateurs de mesures numériques mécaniques, rhéologiques et thermiques équipent ce modèle. Ce modèle est prêt à fonctionner sous conditions de freinage.

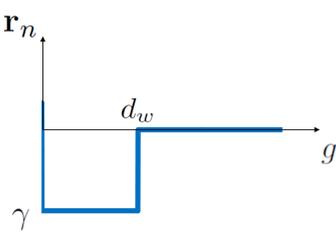
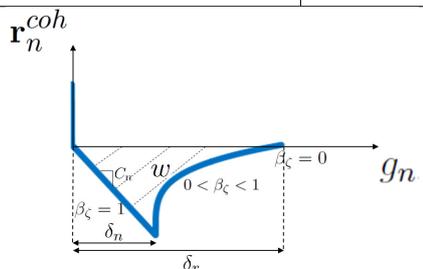
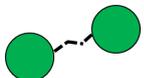
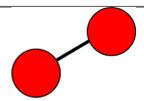
Interaction	Discrète	Semi-continue	Endommagée	Continue
Lieu	Troisième corps - Premiers corps			
Physique	Élasticité Réactivité	Tartinage Plasticité Réactivité	Porosité Fissuration	Intégrité Elasticité
Forme				
Illustration				
Intensités	$\beta_\zeta = 0$ $\sigma = 0$	$\beta_\zeta = 0$ $\sigma \neq 0$	$0 < \beta_\zeta < 1$	$\beta_\zeta = 1$
Conduction thermique	$H^d = 2k_{th}^* \sqrt{\frac{4r^*(\mathbf{r}_n + \gamma)}{\pi E^*}}$	$H^t = \sigma H^c + (1 - \sigma)H^d$	$H^e = \beta_\zeta H^c + (1 - \beta_\zeta)H^d$	$H^c = \frac{\pi k_{th}^*}{\nu}$
Génération thermique	$Q_{gen}^{ij} = \frac{1}{2} \mathbf{r}_n^{ij} \mathbf{v}_n^{ij}$		-	-

Tableau 2.2: récapitulatif des possibilités de comportements thermiques en fonction de la continuité des interactions entre éléments discrets.

Chapitre 3

Performance de freinage et phénomènes seuils

A travers ce chapitre, nous exploitons le modèle thermo-mécanique dans le cadre de simulations de freinages à l'échelle de l'interface de contact entre un rotor et un stator. Cherchant à modéliser le triplet tribologique, le découplage de différents facteurs, dont les effets de pression et vitesse à la cohésion du troisième corps, sera effectué. Il permettra de hiérarchiser les différents poids vis-à-vis des conséquences thermo-mécaniques locales et donner des tendances sur ce qui affecte la performance de freinage. Des phénomènes seuils seront distingués résultants de compétitions entre facteurs globaux et locaux.

Sommaire

3.1	Modèle thermo-mécanique local	86
3.1.1	Des avantages d'explorer des effets multiparamétrique...	86
3.1.2	...aux limites des hypothèses numériques	88
3.1.3	Impacts de la distribution des hétérogénéités	90
3.1.4	Rôle du volume sur les phénomènes à l'interface de contact	96
3.2	Effets des sollicitations appliquées à l'échantillon	100
3.2.1	Des mesures globales...	100
3.2.2	...aux mesures locales	108
3.2.3	Vers un même produit Pression \times Vitesse	115
3.2.4	Influences des conditions limites en termes de performance de freinage	118
3.3	Effets du troisième corps	120
3.3.1	La force de cohésion : un catalyseur des brusques variations de phénomènes	120
3.3.2	Vers une épaisseur limite de troisième corps	125
3.3.3	Influences du troisième corps en termes de performance de freinage	130
3.4	Compétition entre énergies globales et énergies locales ?	131
3.4.1	Des faits thermo-mécaniques seuils en cours de freinage...	132
3.4.2	...aux (inter)dépendances des paramètres du modèle	134
3.4.3	Vers l'équilibre du triplet et du circuit tribologiques	135

3.1 Modèle thermo-mécanique local

3.1.1 Des avantages d'explorer des effets multiparamétrique...

Après avoir présenté l'outil numérique, nous établissons dans ce chapitre une synthèse et une analyse des différents calculs thermo-mécaniques d'échantillons numériques soumis à des sollicitations de type freinage (pression constante et vitesse initiale, libre de décroître). Nous tenterons ainsi de comprendre l'action de différents paramètres ; à savoir, les conséquences des sollicitations (*cf. Figure 3.1*), l'impact des caractéristiques des premiers corps (distribution des hétérogénéités, taille du volume élémentaire) ainsi que celles du troisième corps (force de cohésion, épaisseur initiale). Nous caractériserons les comportements tribologiques associés d'un point de vue de la performance de freinage (facteur de frottement, décélération), de l'endommagement et de la température. Ces études d'influence dégageront des pistes pour discerner l'impact des effets globaux sur ceux qui sont plus locaux.

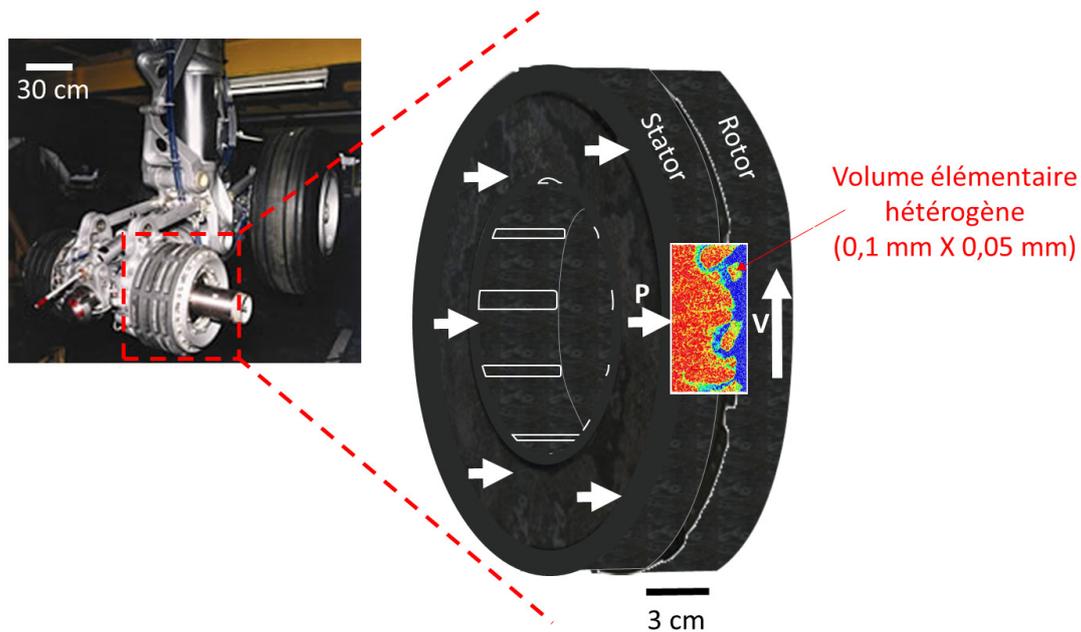


Figure 3.1: volume élémentaire hétérogène décrivant l'interface des premiers corps en contact (rotor et stator) et dont les sollicitations appliquées sont résultantes du mécanisme.

Avant d'entrer dans le vif du sujet, la multitude de facteurs analysables nous a entraîné à établir une sélection parmi les plus pertinents. Nous nous sommes alors intéressés aux effets des conditions limites (pression, vitesse initiale) afin de pouvoir faire un lien avec les modèles de la littérature et aux propriétés de l'interaction (troisième corps) au travers du paramètre de cohésion. Les paramètres d'entrée, notamment relatifs aux propriétés volumiques des particules rigides, sont considérés constants (*cf. Tableau 3.1*).

k_{th} (W.mm ⁻¹ .K ⁻¹)	0,01 (matrice) / 0,1 (toron)
c^p (J.g ⁻¹ .K ⁻¹)	1 500
c^{sup} (J.g ⁻¹ .K ⁻¹)	15
c^{inf} (J.g ⁻¹ .K ⁻¹)	$1,5 \cdot 10^{-6}$
ρ^p (g.mm ⁻³)	$1,75 \cdot 10^{-3}$
ρ^{sup} (g.mm ⁻³)	$1,75 \cdot 10^{-1}$
ρ^{inf} (g.mm ⁻³)	$1,75 \cdot 10^6$
E^{*p} (MPa)	3 000 (matrice) / 3 0000 (toron)
E^{*sup} (MPa)	5 000
E^{*inf} (MPa)	5 000
ν^p	0,25
σ	0,05

Tableau 3.1: paramètres thermo-mécaniques des particules numériques.

Les valeurs de la masse volumique concernant les particules (ρ^p) et les parois (ρ^{inf} , ρ^{sup}) ne sont pas ajustées de la même façon. Si la valeur de la masse volumique des particules correspond bien à un ordre de grandeur physique (celle du graphite), la valeur de la masse volumique des parois est calculée de manière à tenir compte des conditions limites. Il s'agit de reproduire, dans cette grandeur, la masse du volume des corps masqués, constituants des premiers corps. Dans le cas du freinage, ces problèmes de masse volumique aux bords du système ont une forte incidence sur la performance (*cf. Figure 3.2*). La décélération mesurée lors d'un atterrissage de service d'un avion de ligne se porte autour de 0,2 g (*cf. Figure 3.2(b)*). Cette valeur correspond à prendre une masse volumique ρ^{inf} égale à $1,75 \cdot 10^6$ g/mm³.

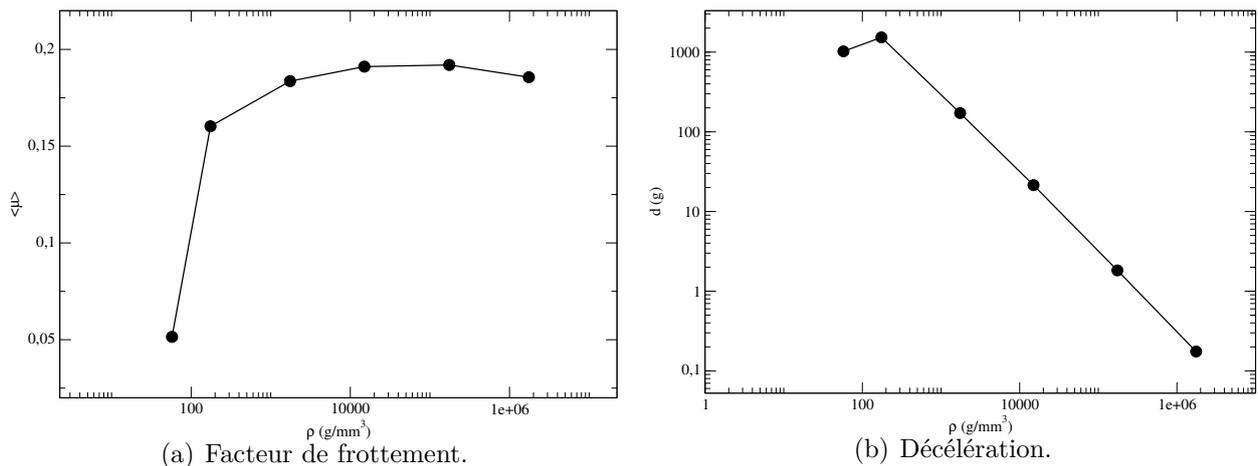


Figure 3.2: choix de la masse volumique en rapport avec une décélération réaliste.

A l'échelle de temps de nos simulations (1 ms), cette grande masse volumique rend notre problème presque équivalent à du cisaillement. Bien que la décélération et les paramètres mé-

caniques des modèles *CZM* aient été ajustés pour retrouver des ordres de grandeurs cohérents de comportements globaux (*cf. Section 2.3.4.2*), la phénoménologie impose d'accélérer les processus thermo-mécaniques (dégradation, échauffement).

Ces distinctions en matière de masse volumique amènent à corriger, le cas échéant, la valeur de la capacité thermique massique. L'objectif est alors d'obtenir une diffusivité thermique toujours constante ($\kappa = k_{th}/\rho c$).

Se rapportant aux paramètres des lois d'interaction, nous examinerons plus spécifiquement les effets de la force de cohésion γ . Par conséquent, nous récapitulons ci-dessous les autres paramètres maintenus constants (*cf. Tableau 3.2*).

$C_n^{M/M}$ (MPa.mm ⁻¹)	10 ⁵
$C_n^{T/M}$ (MPa.mm ⁻¹)	10 ⁵
$C_n^{T/T}$ (MPa.mm ⁻¹)	10 ⁷
w (J/mm ²)	0,1
d_w (mm)	3,75.10 ⁻⁴
d_{alert} (mm)	2,5.10 ⁻⁴

Tableau 3.2: paramètres des lois d'interactions pour le milieu hétérogène.

Pour l'instant, les conditions aux limites mécaniques ne sont pas adaptées pour traiter des cas d'usure. Nous adoptons des conditions limites périodiques où toutes les particules qui traversent les limites latérales des échantillons sont injectées à nouveau en volume (*cf. Figure 3.3*). Sur le plan du circuit tribologique, le débit d'éjection est composé du débit de recirculation global, qui, thermiquement, provoque la réintroduction latérale d'un flux de chaleur (*cf. Section 1.3.1.2*).

Par ailleurs, nous choisissons les conditions limites thermiques continues bidimensionnelles, où une température de 300 K est fixée à une certaine distance, en hauteur, des parois (*cf. Section 2.4.3.3*). Les flux de chaleur peuvent donc être évacués vers le volume des premiers corps via les flux sources du circuit tribologique "énergétique". Ces volumes, au-delà des parois, possèdent des propriétés thermiques homogènes : leur diffusivité thermique vaut $\kappa = 3,8.10^{-3}$ mm²/ms. Leur longueur est identique à celle des échantillons. Leur épaisseur est dix fois plus importante de celle du volume hétérogène (0,5 mm, soit l'épaisseur d'une strate) (*cf. Figure 2.6*).

3.1.2 ...aux limites des hypothèses numériques

Nous souhaitons attirer l'attention sur certaines limites numériques, relatives au choix du modèle, et aller au delà d'une simple utilisation logicielle.

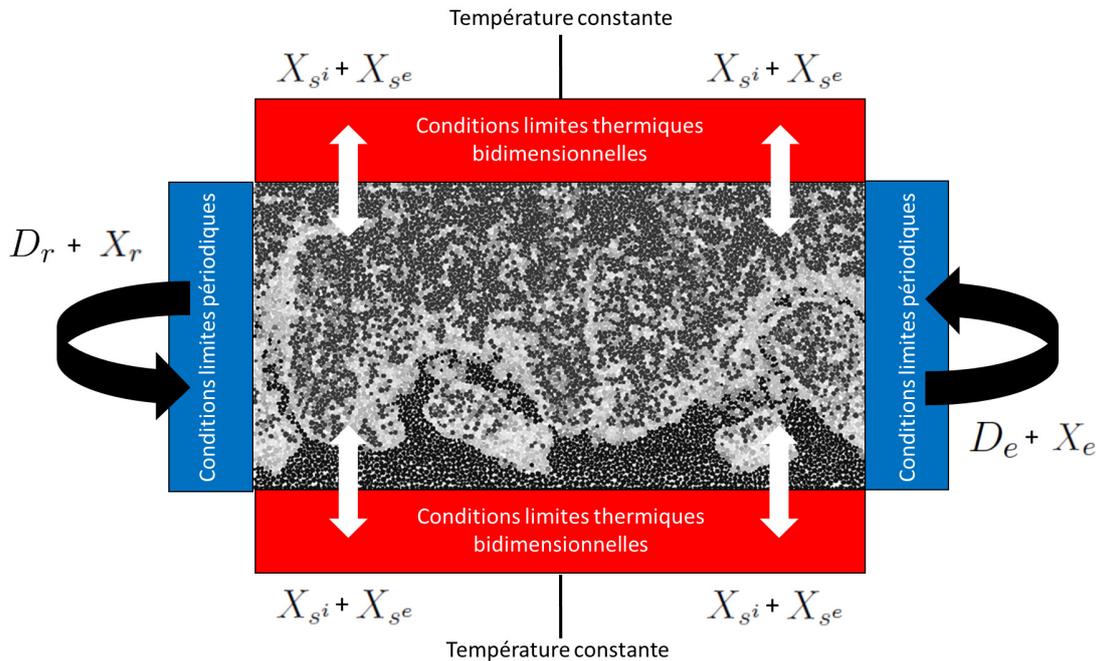


Figure 3.3: conditions limites mécaniques et thermiques ; X_{si} = flux source interne, X_{se} = flux source externe, X_e ou D_e = flux ou débit d'éjection, X_r ou D_r = flux ou débit de recirculation.

Afin de satisfaire le compromis entre compréhension thermo-mécanique locale et temps de calcul, nous avons accompli nos simulations sur des échantillons pouvant, parfois, excessivement se dégrader. Pour chaque calcul, nous avons pourtant la nécessité de garantir une solution numérique de qualité. Ce n'est pas en obtenant un échantillon exclusivement constitué de troisième corps, que nous pourrions considérer que le volume étudié est représentatif d'un matériau hétérogène appliqué au freinage aéronautique.

Dans la suite du manuscrit, quels que soient les paramètres numériques utilisés, nous proposons le critère d'acceptation suivant.

Sur l'échelle de temps simulée, les résultats mécaniques, rhéologiques, ou thermiques sont tolérés, si la proportion en troisième corps ne devient pas majoritaire par rapport à celle du premier corps (*cf. Figure 3.4*).

La non-vérification du critère d'acceptation aura pour conséquence la suppression de points d'analyses par rapport à d'autres courbes qui seront étudiées intégralement (*i.e.* jusqu'à 1 ms). Pour les différents cas d'étude, nous mènerons à la fois une étude thermo-mécanique globale afin d'analyser les évolutions temporelles des échantillons en termes d'endommagement, de rhéologie et de température ainsi qu'une étude thermo-mécanique locale pour comprendre les phénomènes se produisant au sein du contact et aboutissant aux variations des comportements

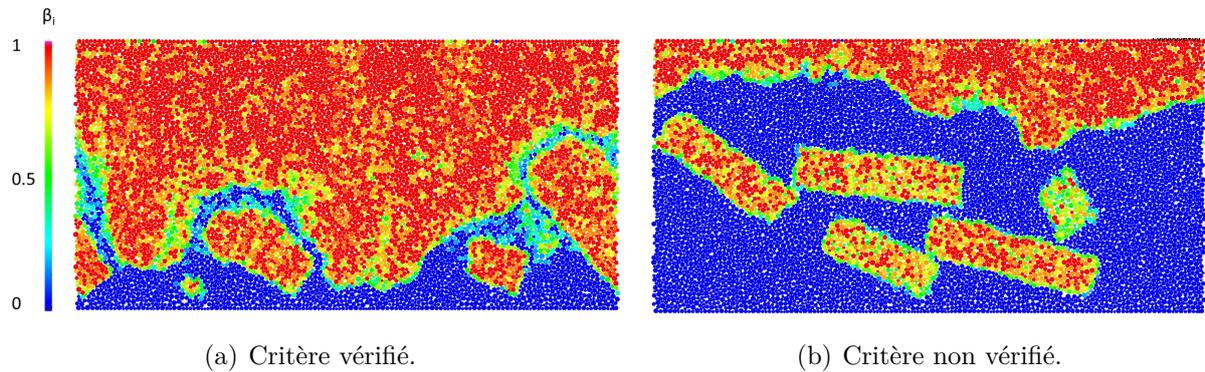


Figure 3.4: critère d'acceptation des résultats numériques en fonction du niveau de l'intensité d'endommagement.

mesurés.

Avant de rentrer en détail dans l'analyse thermo-mécanique du volume élémentaire hétérogène par rapport aux sollicitations ou aux propriétés du troisième corps, nous reprenons le travail de Champagne [CHA 13a] concernant deux points importants liés à la modélisation :

- la distribution des hétérogénéités ;
- le volume élémentaire et sa représentativité.

Ces points seront approfondis pour d'autres sollicitations et surtout étendus d'un point de vue thermique.

3.1.3 Impacts de la distribution des hétérogénéités

L'effet mécanique de la distribution de torons a montré que le paramètre clé porte sur la longueur des torons débouchants (*i.e.* au contact avec la paroi inférieure) [CHA 13a]. Plus ceux-ci sont courts, plus ils stabilisent rapidement l'endommagement.

Dans ce cadre, la notion de coefficient d'influence est proposée pour comparer ces longueurs de torons débouchants (*cf.* Figure 3.5). La hauteur de l'échantillon est découpée 5 tranches de même hauteur. Pour chaque toron t débouchant d'une distribution, le nombre de tranches N_t remplies totalement est compté. Le coefficient d'influence vaut alors la somme des factorielles de N_t .

Nous proposons, dans cette partie, d'étendre temporellement (de 0,4 ms à 1 ms), cinétiquement ($V_0 = 1$ m/s à $V_0 = 5$ m/s) et thermiquement les études préalables de Champagne [CHA 13a]. Extensions qui nous font pressentir que la taille des torons, relativement importante par rapport à celle de l'échantillon, empêchera une stabilisation durable de l'échantillon ¹.

1. Nous verrons, dans la section 3.1.4, que la durabilité de l'échantillon peut être avantagée avec un volume élémentaire plus grand.

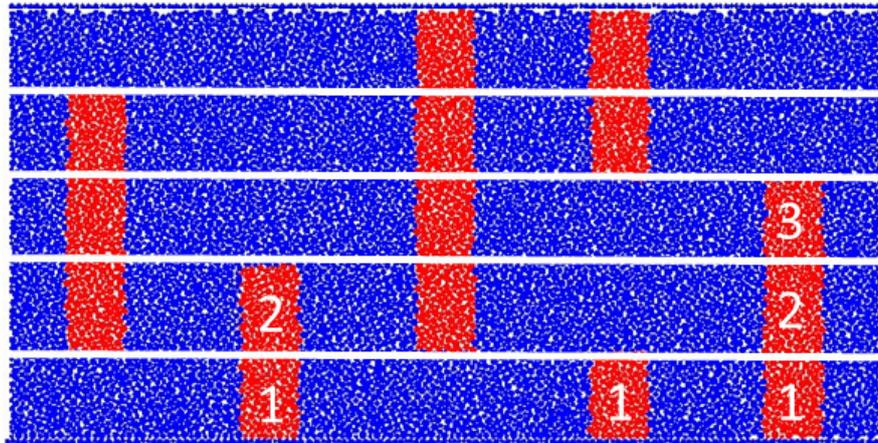


Figure 3.5: exemple de calcul du coefficient d'influence pour la distribution 4 : $2! + 1! + 3! = 9$.

Ici, la pression appliquée est de 10 MPa sur 5 distributions (*cf. Figure 3.6*) et la force de cohésion γ est égale à 10^{-5} N. Les coefficients d'influence pour chaque distribution sont donnés dans le tableau (*cf. Tableau 3.3*).

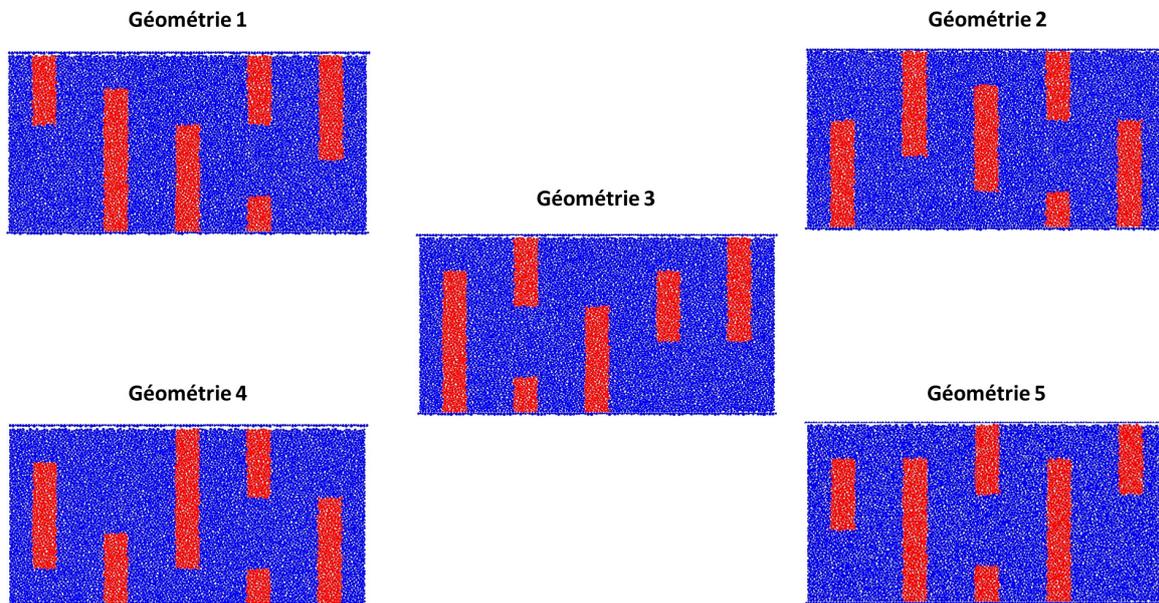


Figure 3.6: conservation de la proportion d'hétérogénéités mais choix différents de leur répartition.

Distribution	1	2	3	4	5
Coefficient d'influence (CI)	31	13	31	9	49
Coefficient d'influence normalisé	0,63	0,27	0,63	0,18	1

Tableau 3.3: calcul des coefficients d'influence pour les différentes distributions étudiées [CHA 13a].

Les résultats mécaniques, sous une vitesse initiale de $V_0 = 1$ m/s, suggèrent qu'il n'y a que la distribution 4 qui se stabilise rapidement à partir de 0,2 ms (*cf. Figure 3.7(a)*). Pour le reste des configurations, les échantillons se dégradent régulièrement. Qualifier leur intégrité est donc très relatif au temps d'observation. Par exemple, avant 0,2 ms, nous pourrions penser que la distribution 1 est celle qui est la moins endommagée alors qu'à partir de 0,75 ms, il s'agit de la pire. Les hiérarchies sont donc très transitoires et les coefficients d'influences ne semblent pas s'appliquer sur des temps aussi longs. Hormis pour la stabilisation très rapide de la distribution 4 ($CI = 9$), la distribution 5, qui possède le plus grand coefficient d'influence, n'est pas celle qui est au final la plus dégradée. En revanche, elle est parmi de celles qui se stabilisent le moins rapidement (*cf. Figure 3.7(b)*). Nous retrouvons ces difficultés de stabilisation pour les distributions 1, 3 et 5 (par rapport aux géométrie 2 et 4). Elles sont associées à des grands coefficients d'influence, car les longs torons débouchants ont la possibilité de venir perturber plus tenacement la couche de troisième corps.

A une vitesse initiale de 1 m/s, le coefficient d'influence semble avoir un effet sur le temps de stabilisation de l'échantillon plutôt que sur la valeur, transitoire, de l'intensité d'endommagement.

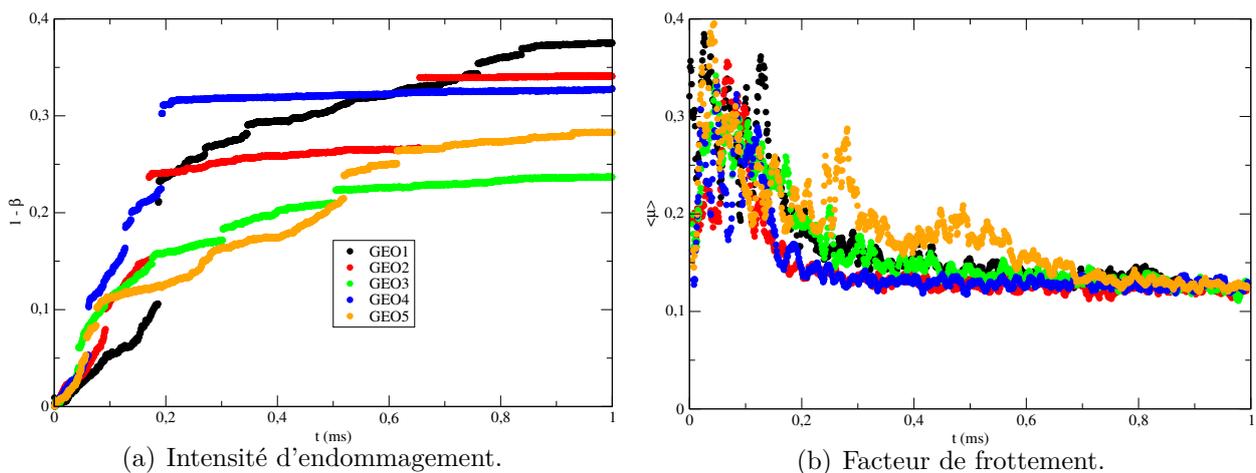


Figure 3.7: stabilisation temporelle de l'intensité d'endommagement et de la rhéologie (facteur de frottement moyen) en lien avec un faible coefficient d'influence ($V_0 = 1$ m/s).

Avec l'augmentation de la vitesse initiale à 5 m/s, les hiérarchies évoluent (*cf. Figure 3.8(a)*). La distribution 4 est celle qui est la moins endommagée : les torons courts sont des stabilisateurs de la couche de troisième corps. En revanche, l'ordre est chamboulé pour les autres distributions : la distribution 3 devient celle qui se dégrade la plus rapidement devant les distributions 5 et 1. La distribution 2 est relativement stable jusqu'à 0,78 ms, temps à partir duquel elle se dégrade aussi. Avec un coefficient d'influence faible ($CI = 13$), l'évolution du facteur de frottement de la distribution 2 celui qui met le plus de temps à se stabiliser (*cf. Figure 3.8(b)*). Au contraire, de même qu'avec un coefficient d'influence faible ($CI = 9$), la stabilisation est notable pour la distribution 4, avec un des facteurs de frottement les plus minimaux.

En respectant le critère d'acceptation du niveau de dégradation (*cf. Section 3.1.2*), nous avons dû arrêter les évolutions à partir d'un certain temps de simulation. En changeant les sollicitations en vitesse initiale, les coefficients d'influences deviennent obsolètes et il n'est donc pas possible de généraliser les analyses décrites pour une vitesse $V_0 = 1$ m/s. L'arrangement de la microstructure a évolué de manière trop importante pour conserver l'influence de la longueur des torons.

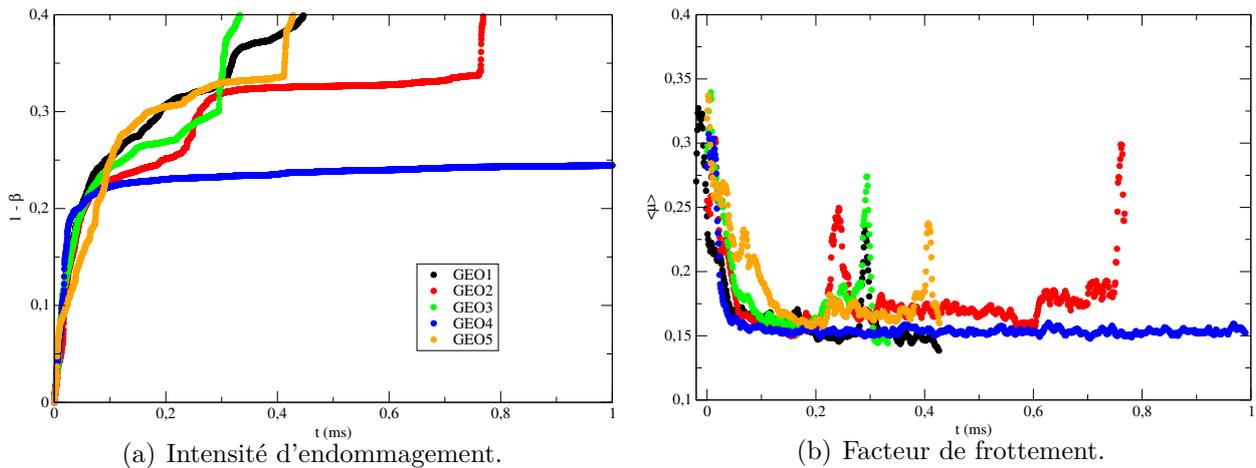


Figure 3.8: variation de la hiérarchie des intensités d'endommagement et des facteurs de frottement avec un changement de vitesse initiale ($V_0 = 5$ m/s).

Si nous portons maintenant un regard sur les résultats thermiques à $V_0 = 1$ m/s, nous évaluons dans un premier temps l'évolution de la température maximale de l'échantillon notée T_{max} , puis, dans un second temps le gradient thermique aux bornes de l'échantillon noté $T_{inf} - T_{sup}$.

L'influence de la distribution a peu d'effet, que ce soit sur le maximum de température ou bien l'écart de température entre la paroi inférieure et la paroi supérieure (*cf. Figure 3.9*). Les courbes finissent pratiquement à la valeur de 307 K pour la température maximale atteinte dans l'échantillon. Pour l'écart de température, nous constatons son oscillation au cours du

3. Performance de freinage et phénomènes seuils

temps même si les valeurs progressent. Ce phénomène, exacerbé à basse vitesse, provient de la périodicité latérale et de la recirculation de la paroi inférieure qui a parcouru la longueur donnée de l'échantillon.

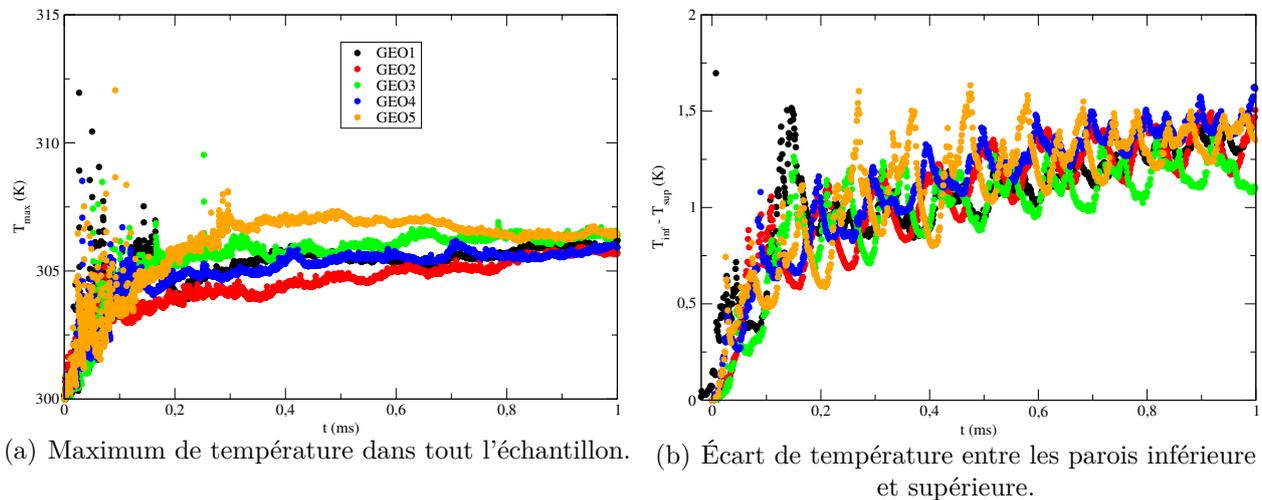


Figure 3.9: résultats thermiques temporels ressemblants en fonction du temps ($V_0 = 1$ m/s) pour différentes distributions.

La surélévation de la vitesse initiale joue de même peu sur la thermique des différentes distributions (*cf. Figure 3.10*). La distribution 2 est celle qui s'échauffe le plus en relation avec un facteur de frottement mesuré, plus élevé. Il s'agit du cas contraire pour la distribution 4 car une faible dissipation d'énergie en chaleur provient du troisième corps. Toutefois, les ordres de grandeurs sont proches pour l'ensemble des configurations. Au niveau de l'écart de température entre paroi inférieure et supérieure, nous relevons des tendances sensiblement identiques.

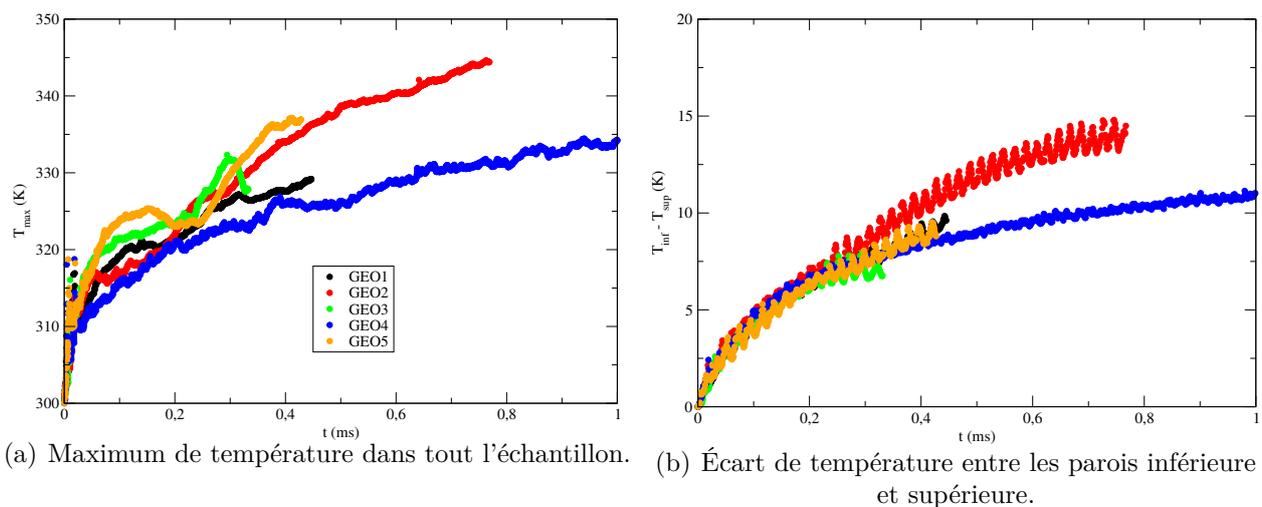


Figure 3.10: résultats thermiques temporels ($V_0 = 5$ m/s).

En observant des clichés de la distribution 3 pour deux vitesses $V_0 = 1$ m/s et $V_0 = 5$ m/s, nous mentionnons l'importance des valeurs données aux sollicitations tribologiques sur les résultats thermo-mécaniques (*cf. Figure 3.11*). Il est clair que l'accroissement de la vitesse initiale impose plus d'énergie au système et donc endommage plus sévèrement l'échantillon. Ce qui fait progresser les interactions entre éléments discrets, échauffant davantage le milieu. Par le biais des flux de recirculation, les champs de température ne se ressemblent spatialement pas car ils dépendent du cheminement local du troisième corps (via le débit interne). Ces effets de distribution, sensibles aux choix portés au niveau des autres paramètres numériques, imposent donc de se méfier du cadre numérique choisi et des interprétations associées.

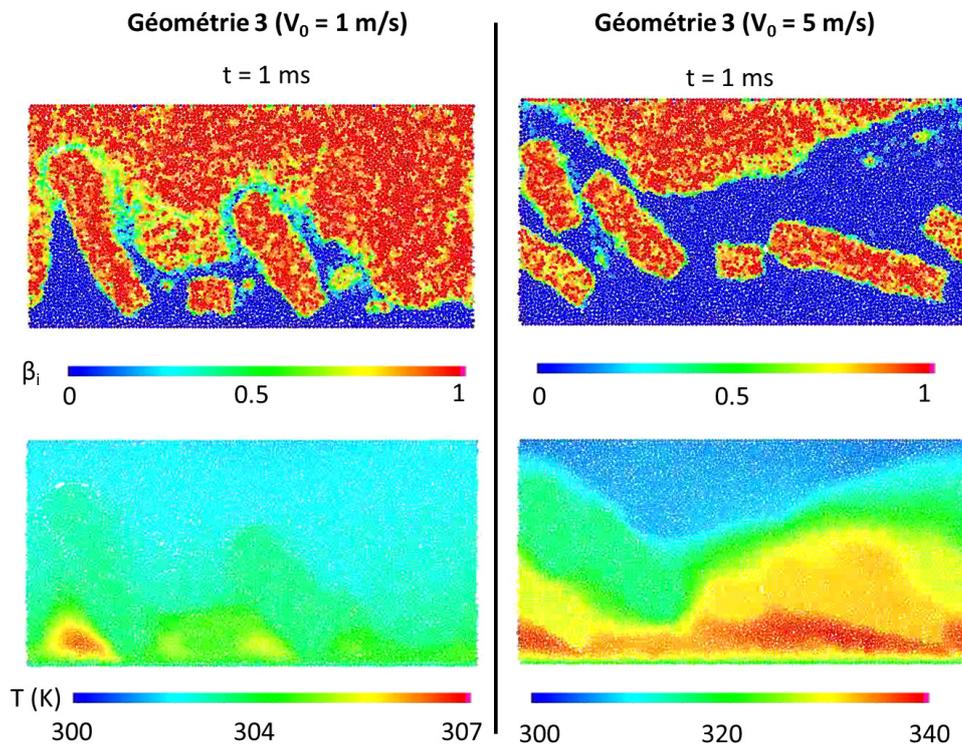


Figure 3.11: états thermo-mécaniques distincts pour une même distribution avec deux vitesses $V_0 = 1$ m/s et $V_0 = 5$ m/s.

Ces modifications géométriques, basées sur la distributions des torons au sein de l'échantillon numérique ont de l'influence de préférence sur l'intégrité de l'échantillon, plutôt que sur les comportements rhéologiques et thermiques. Les différences de taille des torons débouchants (coefficient d'influence) ne font que retarder ou accélérer les processus d'endommagement. A chaque fois, le facteur de frottement est pratiquement identique et la dégradation est non négligeable. Ce qui réduit le rôle des torons comme conducteurs de chaleur. Les dissipations d'énergie thermo-mécaniques paraissent semblables pour toutes les configurations. Ainsi, dans la suite du manuscrit, nous choisirons de travailler avec la distribution 4 comme référence.

Si les torons tiennent moins leurs fonctions mécaniques (renforts du composite) et thermiques (conducteurs de chaleur), comment s'assurer que notre échantillon, s'attache à bien représenter les phénomènes physiques ? Jusqu'à présent, ces études locales nous ont conduit à travailler avec un volume numérique dont la taille des torons tient grande part vis-à-vis de l'échantillon. Autrement dit, la taille totale de l'échantillon est-elle raisonnable pour représenter l'ensemble des comportements thermo-mécaniques ?

3.1.4 Rôle du volume sur les phénomènes à l'interface de contact

Avant de se concentrer sur les études paramétriques liées aux sollicitations ou au troisième corps, justifions d'abord la taille de l'échantillon car elle conditionnera nos interprétations thermo-mécaniques.

Cet effet de la taille de l'échantillon sur les comportements tribologiques a permis de mettre en évidence les effets du volume sur la conservation de l'intégrité des premiers corps et la stabilisation du lit de troisième corps [CHA 13a]. Dans ce cadre, nous prolongeons ces aspects, en ajoutant la modélisation thermique et en dupliquant l'échantillon de base nommé $N1 \times 1$ sur (*cf. Figure 3.12*) :

- la longueur ($N2 \times 1$);
- la hauteur ($N1 \times 2$);
- la longueur et la hauteur ($N2 \times 2$).

Dans cette partie, les sollicitations tribologiques choisies sont $V_0 = 10$ m/s et $P = 10$ MPa. La force de cohésion γ vaut 10^{-5} N.

Les résultats mécaniques font part l'effet de la taille du volume sur l'intégrité de l'échantillon numérique (*cf. Figure 3.13*). Les configurations $N1 \times 2$ et $N2 \times 2$, deux fois plus hautes que la configuration $N1 \times 1$ se dégradent nettement moins vite. Un volume plus important avantage la déformation élastique de l'échantillon. L'endommagement de l'échantillon est donc ralenti, évitant la création d'une couche de troisième corps trop épaisse. Bien que le facteur de frottement soit du même ordre de grandeur, cette variation de hauteur modifie les temps d'endommagements. Ainsi, entre deux volumes de même longueur, un saut du facteur de frottement se dégage à 0,3 ms pour le volume $N1 \times 1$ et 0,78 ms pour le volume $N1 \times 2$.

Le changement de volume élémentaire incommode peu l'écart de température entre la paroi inférieure et la paroi supérieure (*cf. Figure 3.14(b)*). Avec un troisième corps discret, à caractère isolant, les simulations ne durent pas assez longtemps pour que la chaleur puisse transiter à travers la hauteur des échantillons. Toutefois, l'augmentation de la taille du volume, malgré des épaisseurs de troisième corps très distinctes (15 % pour le volume $N1 \times 2$ et 75 % pour le volume $N2 \times 1$), induit des températures maximales presque comparables. Pour l'échantillon $N2 \times 2$, la température maximale est en particulier supérieure à celles des autres cas. Ce fait résulte d'une épaisseur de troisième corps plus fine et plus durable, qui doit dissiper l'énergie injectée. Les effets thermiques sont donc localisés et amplifiés.

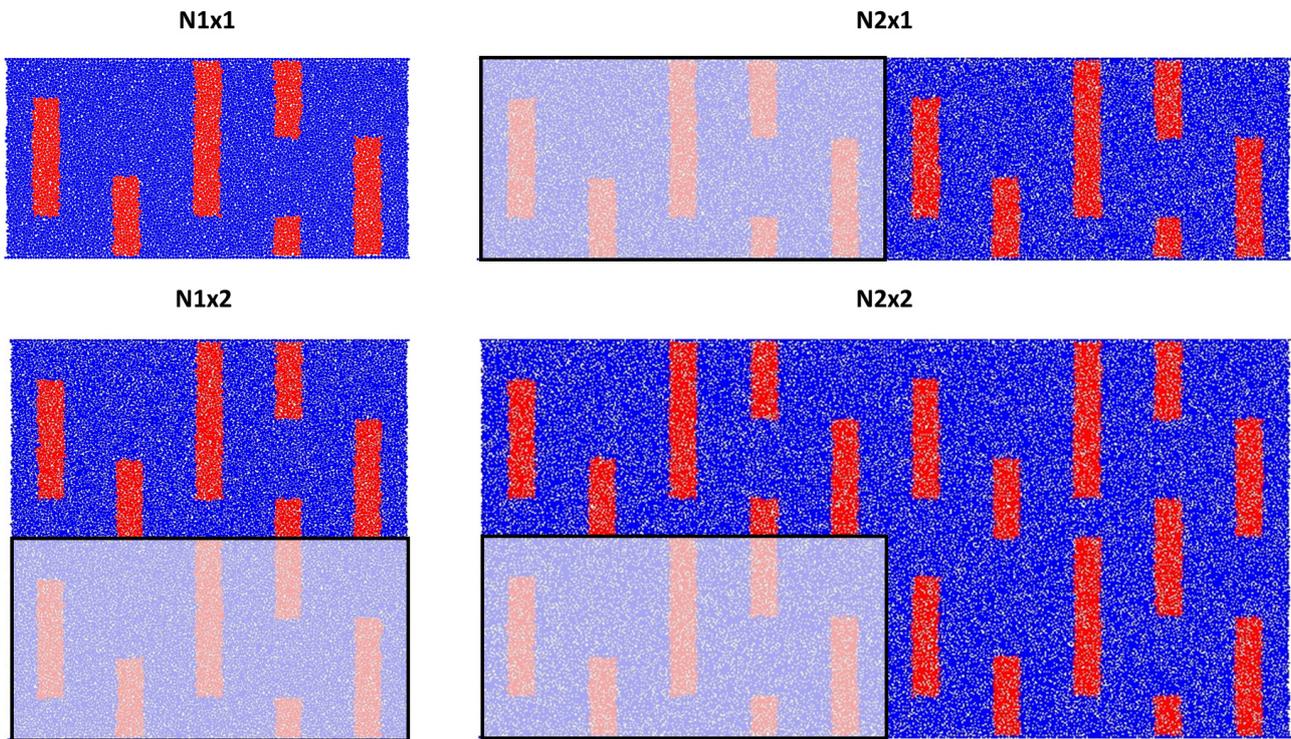


Figure 3.12: volumes élémentaires constitués de duplications du volume de base $N1 \times 1$.

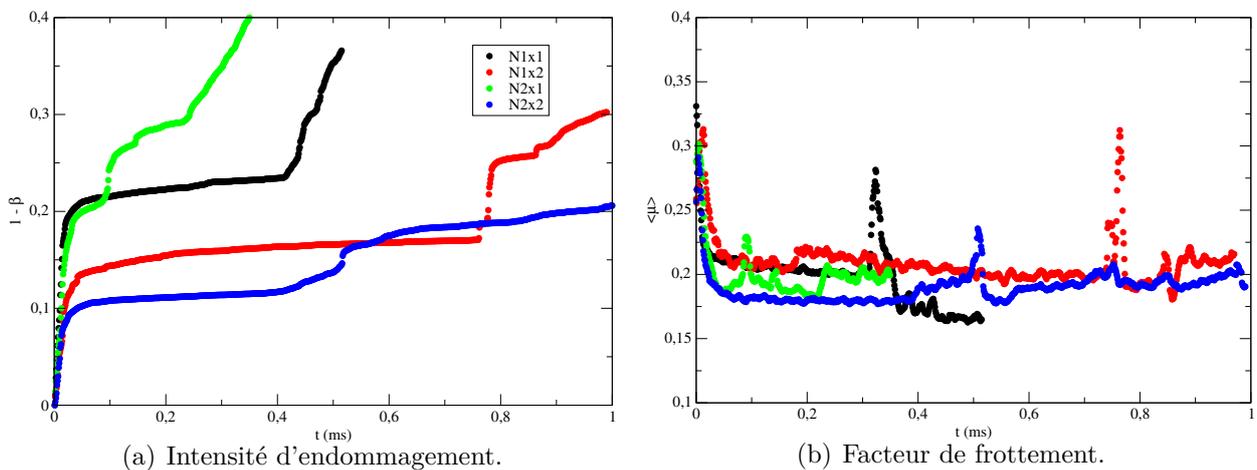


Figure 3.13: évolutions temporelles de l'intensité d'endommagement réduite par l'effet volumique du premier corps et similarité du facteur de frottement.

Même si le volume $N1 \times 1$ est dupliqué, les résultats en matière d'endommagement sont différents (*cf. Figure 3.15*). L'échantillon $N2 \times 1$ se dégrade très rapidement (à partir de 0,2 ms). Doubler la longueur engendre plus de sites potentiels à la rupture des torons. Ce qui

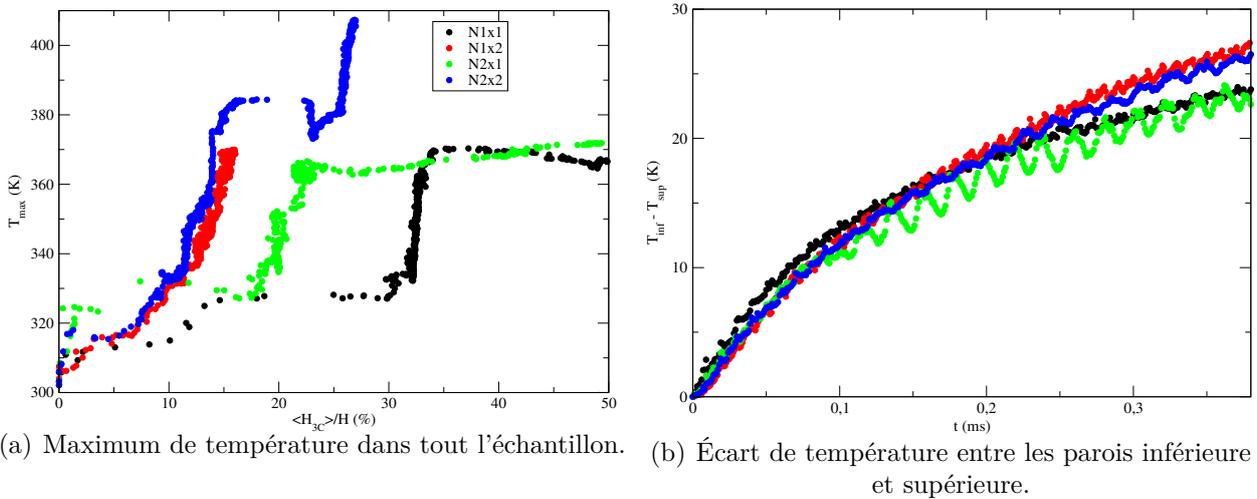


Figure 3.14: résultats thermiques temporels liés à durée de stabilité de la couche de troisième corps.

a pour effet, *in fine*, d'élever le nombre de torons présents au sein du troisième corps, ou fragments de torons (*cf. Section 3.2.2*), endommageant le premier corps sain et créant des localisations thermiques au sein du troisième corps. Rehausser l'échantillon sollicite davantage les torons débouchants qui possèdent un grand coefficient d'influence. L'élasticité et la rigidité des premiers corps (effet du volume) sont donc des propriétés mécaniques qui sont mises en avant. Étant plus longs, la dégradation se poursuit jusqu'à ce que les torons deviennent libres d'évoluer au sein du troisième corps (après un temps supérieur à 1 ms). Ils seront ensuite néfastes sur la ruine des premiers corps.

La configuration $N2 \times 2$ est une combinaison des avantages géométriques. Dans un premier temps, l'augmentation de la hauteur de l'échantillon restreint le débit source de troisième corps, grâce à l'effet de l'élasticité du volume. Dans un second temps, l'accroissement de la longueur favorise l'augmentation du nombre d'obstacles, c'est-à-dire du nombre de torons rattachés aux premiers corps. Ce qui a pour conséquence de gêner, ou au moins retarder, l'endommagement des premiers corps via les fragments de torons au sein du troisième corps. La limitation de l'épaisseur de la couche de troisième corps implique des températures plus élevées mais plus localisées.

Bien que l'échantillon $N2 \times 2$ soit intéressant pour tenir davantage compte de l'effet volumique des premiers corps sur la durabilité de l'échantillon (endommagement), il a moins d'impact concernant les effets thermiques et impose, de surcroît, des temps de calculs très longs (supérieurs à 15 jours pour un temps de 1 ms). Afin de concilier études des phénomènes thermo-mécaniques et temps de calcul, nous sélectionnons la configuration $N1 \times 1$ pour la suite des expériences numériques.

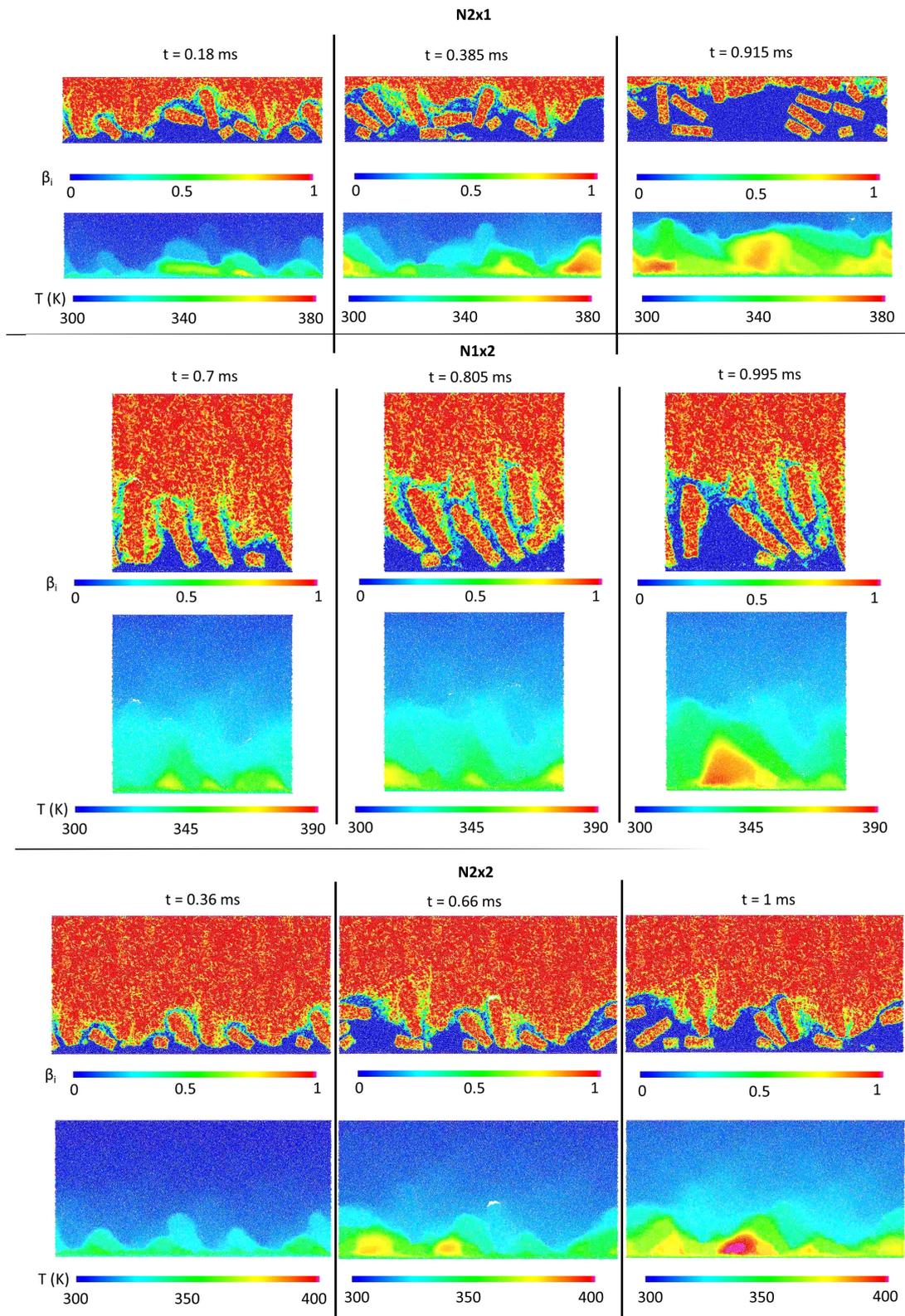


Figure 3.15: champs thermo-mécaniques en fonction de la taille volume élémentaire.

3.2 Effets des sollicitations appliquées à l'échantillon

3.2.1 Des mesures globales...

Nous nous intéressons dans cette partie aux effets de la pression P et de la vitesse initiale V_0 appliquées à l'échantillon. Pour la vitesse, les bornes de notre étude d'influence sont, d'une part la vitesse initiale du rotor en freinage de taxiage (55 tr/min \approx 1 m/s) et, d'autre part, celle du freinage de service (1 100 tr/min \approx 20 m/s). Quant à la pression, elle varie entre 1 MPa et 15 MPa. La valeur de 1 MPa a pour origine les 175 bars appliquées par le fluide au niveau d'un piston (calcul sous hypothèse d'une pression uniformément répartie sur le stator). La valeur de 15 MPa correspondent aux contraintes locales mesurées près des torons et de l'interface entre rotor et stator [MBO 11]. La force de cohésion γ est égale à 10^{-5} N.

Pour l'ensemble des simulations, celles où P varie et V_0 est fixée et celles où V_0 varie et P est fixée, nous projetons la valeur moyenne du facteur de frottement en fonction du produit pression \times vitesse initiale² (*i.e.* PV_0) (*cf.* Figure 3.16). Dans l'expression du facteur de frottement, la vitesse initiale influence surtout l'effort tangentiel par rapport à la pression reliée directement à l'effort normal. Il faut donc comprendre plus finement pourquoi des couples identiques n'amènent pas à un même résultat tribologique jusqu'à $PV_0 = 150$ W/mm², valeur à laquelle le comportement devient asymptotique. Ce comportement asymptotique est une limite de l'intégrité du modèle (*cf.* Section 3.1.2). A l'échelle de la simulation, le troisième corps devient suffisamment et rapidement majoritaire pour qu'il régit à lui seul le comportement tribologique moyen. De plus, nous avons tracé les barres d'erreurs associées à chaque valeur moyenne de manière à montrer la variabilité du facteur de frottement, en particulier lorsque la vitesse initiale augmente.

En réutilisant l'effet du produit PV_0 sur les mesures thermiques, nous prenons, dans chaque simulation, la valeur maximale de température dans tout l'échantillon ou tout instant confondus et le maximum de température à la paroi supérieure pour tout instant. Des évolutions pratiquement linéaires et confondues surgissent (*cf.* Figure 3.17). Elles semblent logiques au premier abord : plus les sollicitations tribologiques sont importantes, plus l'énergie à dissiper et donc les températures mesurées, le sont également. Ces tendances suivent l'expression classique de la génération de chaleur macroscopique vue au chapitre 1 (*cf.* Équation (1.8)) où $Q = \mu PV$. Dans ce cas, la température mesurée dans le volume des corps en contact T_b suit une évolution linéaire du type [LIM 87] :

$$T_b = T_0 + \frac{\mu PV l_b}{k_{th}}, \quad (3.1)$$

avec T_0 , la température initiale et l_b , la distance du point de mesure à l'interface de contact.

2. Équivalent à une "puissance injectée" dans le système.

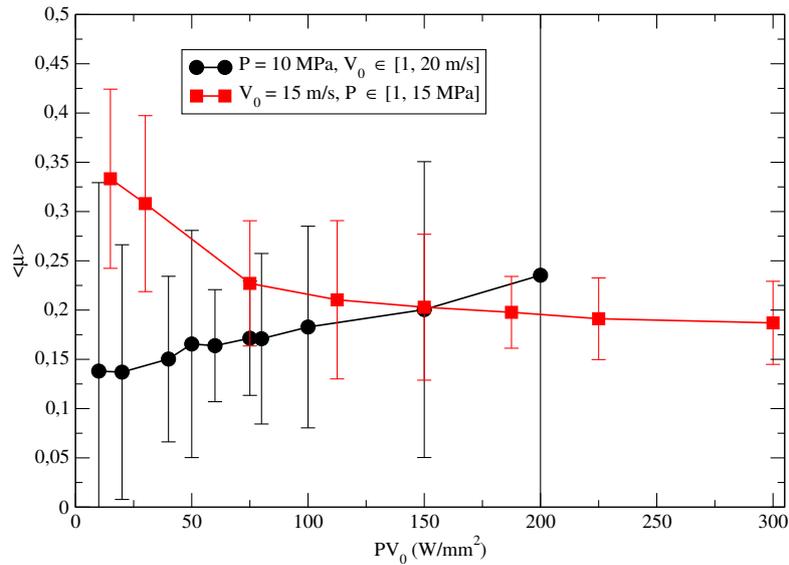
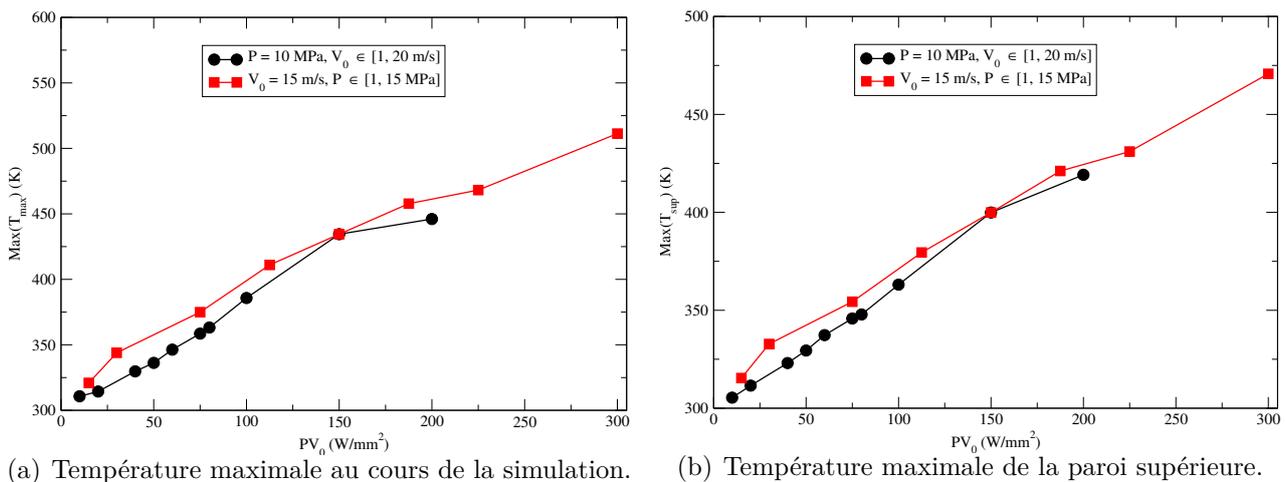


Figure 3.16: valeur du facteur de frottement moyen (régime d'écoulement stabilisé) avec les barres d'erreur associées en fonction du produit PV_0 .



(a) Température maximale au cours de la simulation.

(b) Température maximale de la paroi supérieure.

Figure 3.17: évolutions thermiques en fonction de la puissance injectée dans le système (PV_0).

Ces tendances idéales, car plus faciles à prédire, sont à prendre avec précaution. N'oublions pas qu'il s'agit de mesures ponctuelles dans l'espace ou le temps. A l'instar des mesures de températures globales, "loin" du contact, elles "masquent" les phénomènes thermiques et dynamiques locaux. De surcroît, considérant des matériaux hétérogènes, elles peuvent dissimuler toute la subtilité de chaque sollicitation (pression ou de vitesse initiale) sur les variations spatio-temporelles des comportements locaux.

En distinguant indépendamment les effets de la pression et de la vitesse initiale appliquées, l'évolution temporelle du facteur de frottement (*cf.* Figure 3.18) présente des sauts, dont les

3. Performance de freinage et phénomènes seuils

valeurs ou temps auxquels ils apparaissent ne présentent pas, à priori, de relation entre eux.

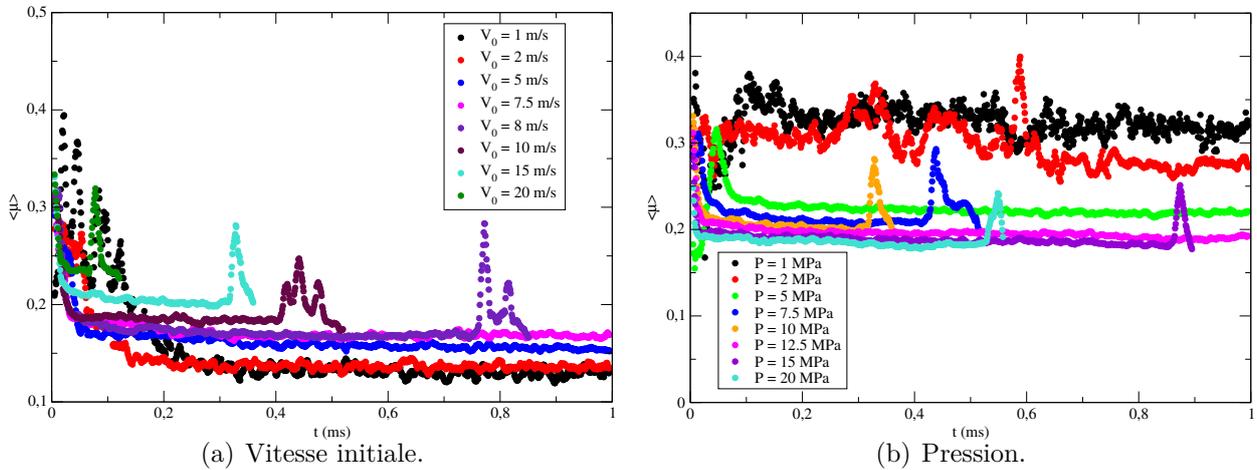


Figure 3.18: facteurs de frottement irréguliers au cours du temps.

Cherchons alors les causes de ces rhéologies en analysant les évolutions de l'endommagement global (*cf. Figure 3.19*). Les temps caractéristiques des sauts du facteur de frottement coïncident avec un endommagement brutal d'une certaine épaisseur du premier corps.

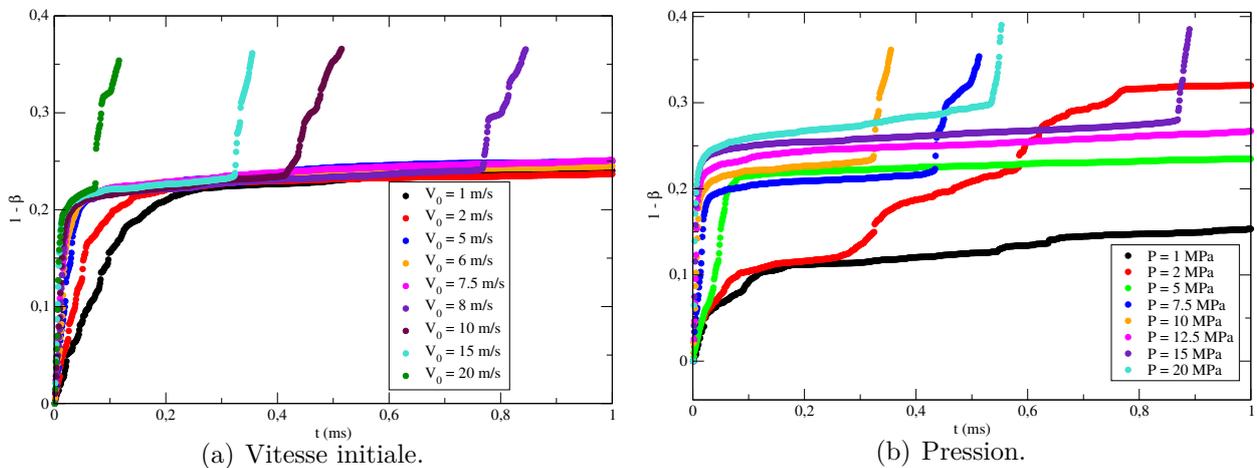


Figure 3.19: évolutions des intensités d'endommagement au cours du temps.

La variation importante de l'endommagement des échantillons en des temps donnés provoque les variations ponctuelles du facteur de frottement. Nous sommes donc loin d'être en régime permanent à l'échelle de temps des simulations.

Sans surprise, plus la vitesse est importante, plus l'échantillon se dégrade. Nous pouvons cependant constater qu'il se dégrade de façon manifeste à partir d'une vitesse initiale $V_0 = 8$

m/s. Les temps d'apparition des sauts d'endommagement sont alors de plus en plus rapides à mesure que la vitesse s'accroît.

Pour la pression, il est plus difficile d'extraire des tendances. Les variations brutales d'endommagement arrivent de manière plus aléatoires. Pourquoi l'échantillon est moins endommagé par une pression de 5 MPa qu'à une pression de 2 MPa ? (ou bien une pression de 12,5 MPa par rapport à 7,5 MPa ?) Dans l'analyse locale (*cf. Section 3.2.2*), nous essaierons de voir les phénomènes se produisant au sein de l'échantillon.

La première intuition nous ferait penser à une relation linéaire entre l'intensité d'endommagement et l'épaisseur moyenne de troisième corps (*cf. Figure 3.20*). Ce n'est pas exactement le cas. En effet, si la tendance globale semble l'affirmer, nous observons des évolutions par à-coups montrant qu'il y a un retard entre l'apparition de l'endommagement et la création de troisième corps. Ceci s'illustre parfaitement par le comportement initial où nous voyons qu'il faut un endommagement non négligeable pour produire une couche de troisième corps.

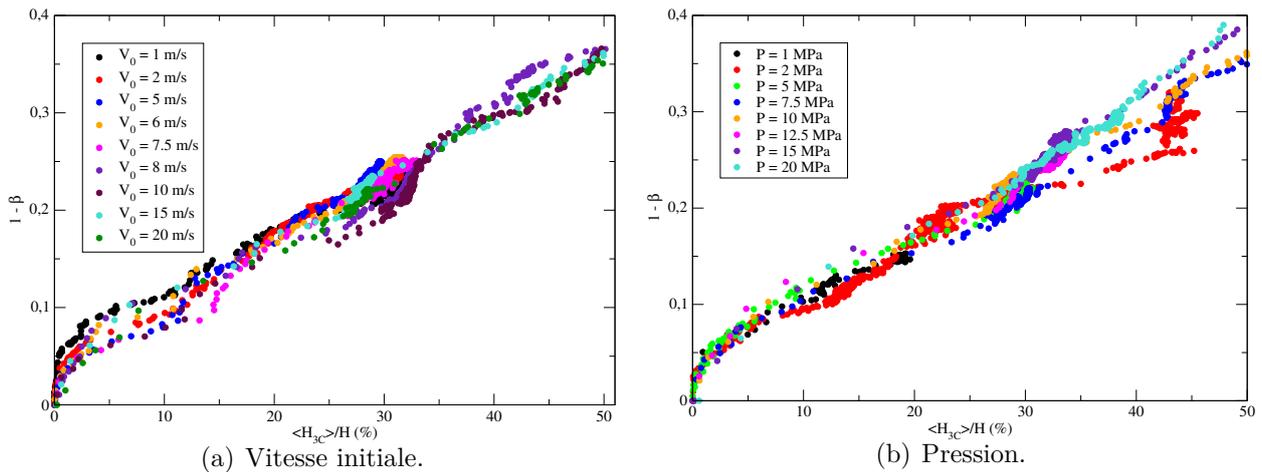


Figure 3.20: relation quasi-linéaire entre intensité d'endommagement et épaisseur de troisième corps.

Ces constats soulèvent des questions sur les apparitions soudaines et notoires des endommagements. L'intervalle de vitesse initiale paraît être borné entre 5 et 8 m/s. De manière à répondre à la question du temps de sollicitation, sous-entendu de savoir si la distance parcourue et le travail des forces de frottement ne sont pas déterminants sur ces endommagements brusques, nous avons doublé le temps de la simulation à $V_0 = 6$ m/s. Malgré une plus grande distance parcourue ($d_{par} = 12$ mm) par rapport à des vitesses de 8 m/s ($d_{par} = 8$ mm) et 10 m/s ($d_{par} = 10$ mm), l'échantillon reste stable. L'épaisseur de troisième corps est suffisante, et identique à celle des vitesses initiales inférieures à 8 m/s, pour maintenir l'équilibre du système (*cf. Figure 3.21*). Ce n'est pas parce que le travail des forces de frottement est plus important, que le mécanisme de dégradation brutale sera effectif.

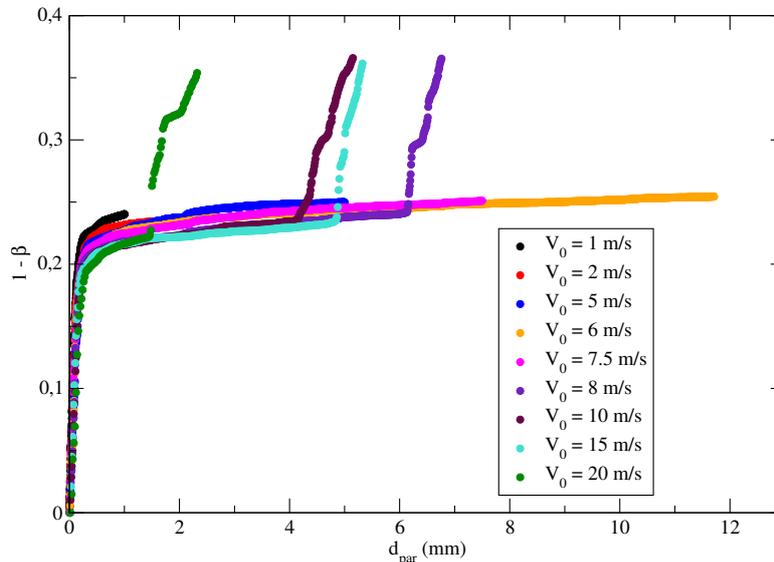


Figure 3.21: intensité d'endommagement stabilisée en fonction du temps malgré un temps de freinage deux fois plus long (cas à $V_0 = 6$ m/s).

En complément de l'analyse mécanique, nous nous intéressons aux conséquences thermiques. Les phénomènes étant moins instantanés que ceux mécaniques, les régimes sont très transitoires (cf. Figures 3.23 et 3.22). Que ce soient pour l'évolution de la température maximale au sein de l'échantillon T_{max} (cf. Figure 3.22) ou pour le gradient thermique entre les parois $T_{inf} - T_{sup}$ (cf. Figure 3.23), les courbes sont croissantes, *i.e.* correctement hiérarchisées. Les proportions de premier corps et de troisième corps ne sont pas constantes assez longtemps pour que les températures tendent vers une valeur d'équilibre.

La mesure de T_{max} traduit donc plutôt un effet de la génération de chaleur locale au sein du troisième corps, alors que $T_{inf} - T_{sup}$ illustre plutôt une tendance de la conduction de chaleur locale, traversant le troisième corps et le premier corps.

Plus les sollicitations appliquées à l'échantillon sont intenses et persistantes, plus les interactions entre les particules numériques, en particulier dans le troisième corps deviennent grandes. L'énergie dissipée, manifestée en partie par la chaleur, s'élève. Ce qui fait progresser inexorablement les températures dans le système. L'évolution de T_{max} n'est néanmoins pas toujours monotone car cette mesure thermique est sensible aux variations brutales d'endommagement (concordance des temps d'endommagement et des temps thermiques). Cette absence de monotonie pourrait aussi provenir, avec la conduction de la chaleur au sein de l'échantillon, de l'équilibre thermique obtenu via les conditions aux limites aux parois.

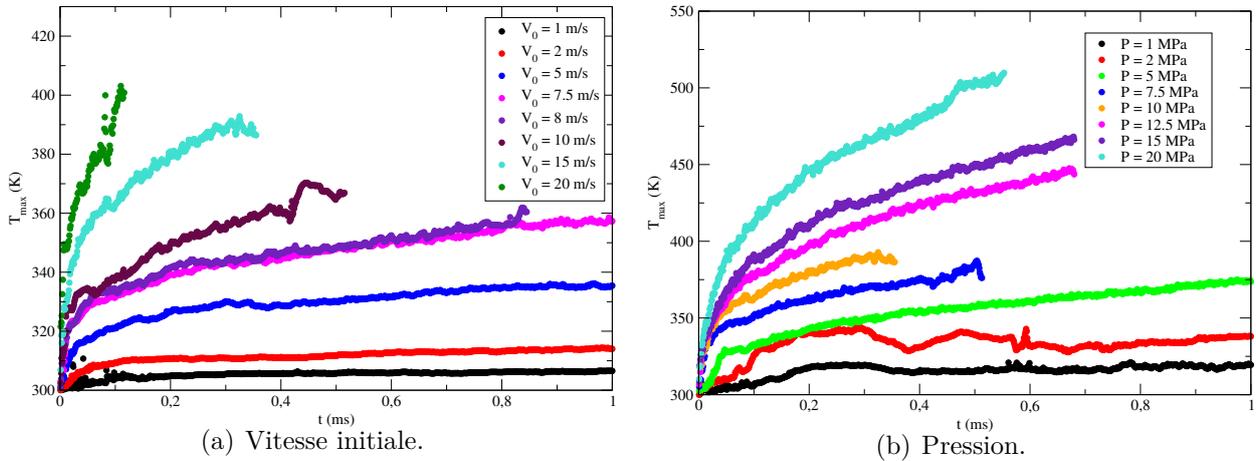


Figure 3.22: évolutions temporelles des températures maximales atteintes dans l'échantillon liées aux évolutions mécaniques de l'échantillon.

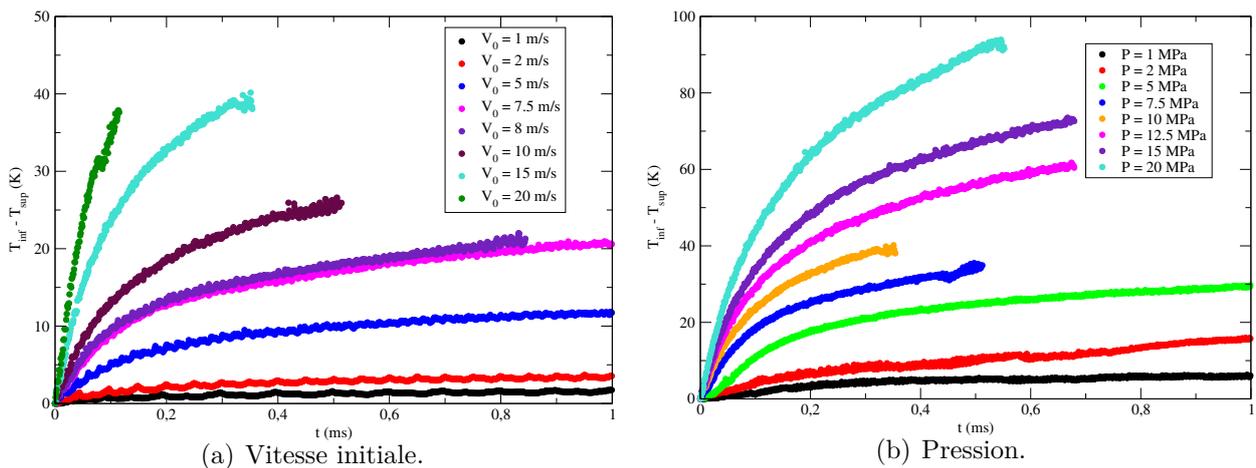


Figure 3.23: progression des écarts de température entre les parois inférieure et supérieure suite à l'énergie injectée par les sollicitations.

En relation avec la présence plus ou moins notable de troisième corps (hauteur H_{3C}) par rapport à la hauteur totale H de l'échantillon, les relevés thermiques soulignent une amplification de la température avec la durée de stabilité de l'épaisseur de troisième corps (*cf. Figure 3.24*). En effet, l'atteinte d'un état "pseudo-stationnaire" de l'épaisseur de la couche de troisième corps permet de cumuler de la chaleur en son volume. Les localisations des températures maximales (H_{max}) au cours du temps vont dans ce sens puisqu'elles apparaissent quasiment toutes dans la couche de troisième corps (*cf. Figure 3.25*).

Lorsque la vitesse initiale change, la comparaison au cas par cas indique que l'élévation significative de température apparaît lorsque le troisième corps représente au moins 30 % du

3. Performance de freinage et phénomènes seuils

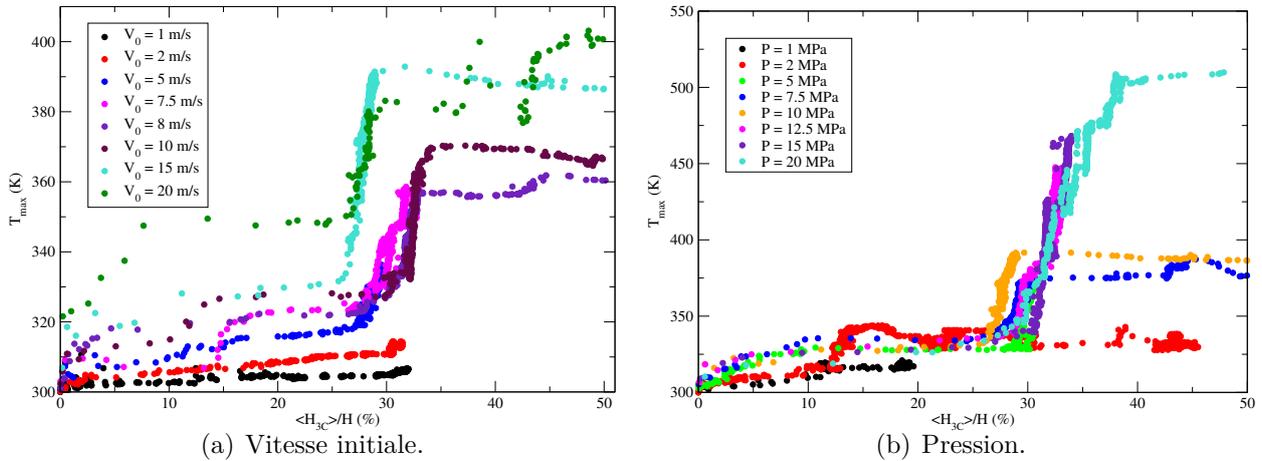


Figure 3.24: sauts de températures maximales issus de stabilisations durables de la couche de troisième corps.

volume total de l'échantillon (*cf. Figure 3.24(a)*). Des groupes ayant les mêmes tendances thermiques se dégagent : 1 à 5 m/s, 7,5 à 10 m/s; 15 à 20 m/s. Ces groupes, à niveaux de température sensiblement équivalents, seraient-ils principalement régis par une certaine intensité du flux de recirculation ?

Concernant les pressions appliquées, ce constat se retrouve pour l'ensemble des cas sauf pour 1 et 2 MPa. En revanche, les courbes se distinguent plus : nous remarquons des écarts de niveaux thermiques importants pour un même endommagement. Une quantité de plus de 40 % de l'échantillon composé de troisième corps peut être atteinte en conservant une température relativement stable et faible (cas à 2 MPa). Malgré les brusques variations d'endommagement, les façons qu'ont les échantillons de se dégrader, seraient-elles multiples en fonction de la pression appliquée ? Les répercussions thermiques seraient-elles donc plus délicates à prévoir ?

Les différents résultats numériques obtenus ont été jusqu'à présent tracés directement sans recherche de corrélations mathématiques entre les grandeurs mesurées car celle-ci a été peu fructueuse. Toutefois, notons que les courbes d'écart de température entre la paroi inférieure et supérieure se corrént à l'épaisseur de troisième corps (*cf. Figure 3.26*). Si diviser le terme d'écart par la pression appliquée est convenable avec les variations en pression, il faut diviser ce terme par la racine carrée de la vitesse initiale pour celles en vitesse.

Cette normalisation dévoile que la température du système est une conséquence directe de l'énergie injectée dans le système. La subtilité, concernant la différence de puissance assenée entre le terme de pression (d'ordre 1) et le terme de vitesse initiale (d'ordre 0,5), fait part d'une moins grande sensibilité de la vitesse initiale au transfert thermique. Au moins deux raisons apparaissent :

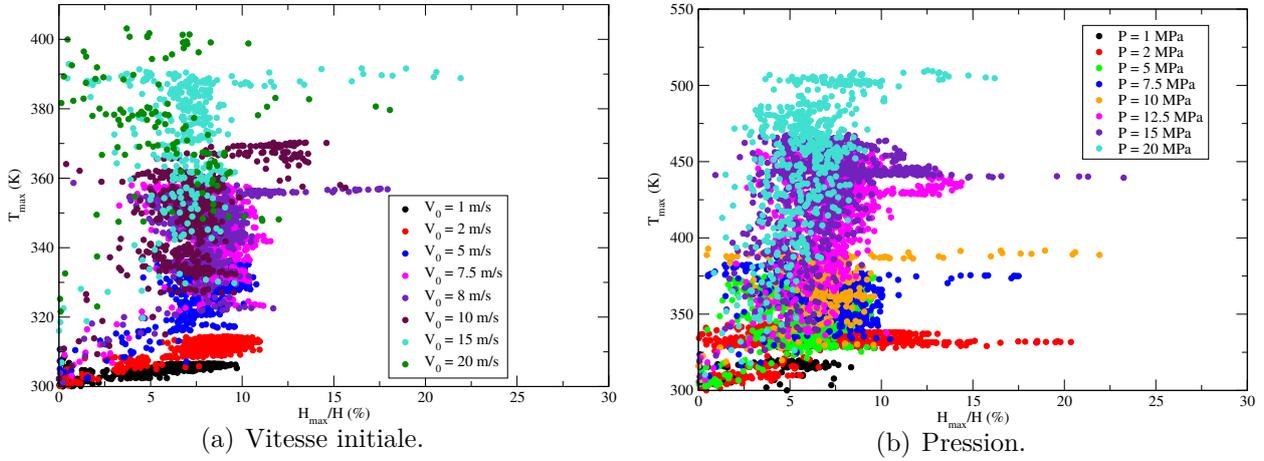


Figure 3.25: maxima de températures localisés au sein du troisième corps.

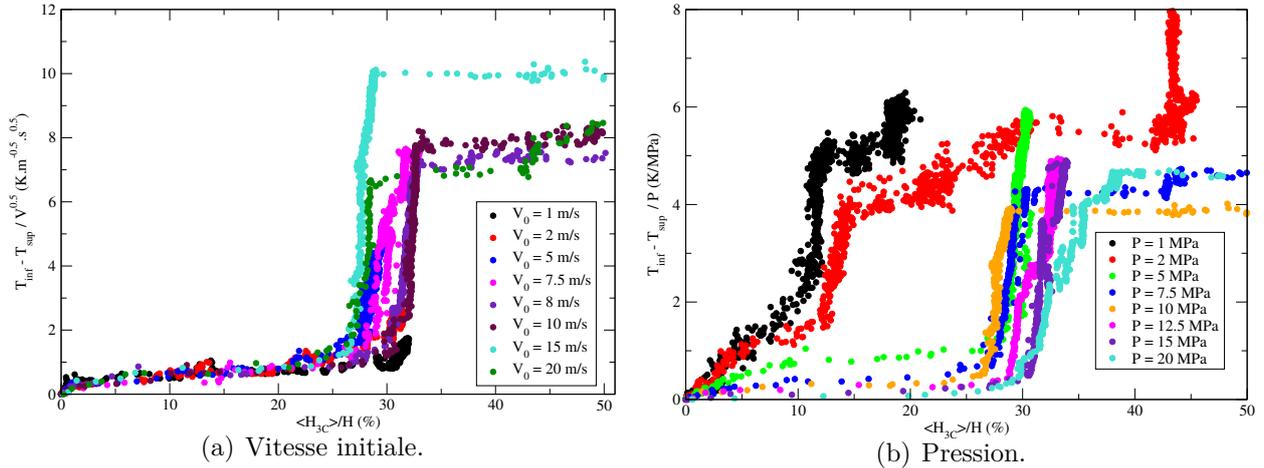


Figure 3.26: gradients thermiques globaux rapportés à la pression ou la racine carrée de la vitesse en fonction de l'épaisseur de troisième corps.

- le terme de pression est directement inscrit au niveau de la formulation de la conductance au contact des particules de troisième corps ;
- la recirculation des particules de troisième corps tempère l'influence de la vitesse, privilégiant les flux thermiques conduits horizontalement, plutôt que verticalement.

La stabilité d'une certaine hauteur de troisième corps joue donc en faveur de l'élévation de température, en particulier au niveau du troisième corps. Cet accroissement thermique provient de la conjonction des interactions mécaniques discrètes (génération de chaleur), d'une moins bonne conduction au niveau du troisième corps et de la conservation de la chaleur par l'intermédiaire des flux de recirculation (*cf. Figure 3.3*).

Toutefois, les courbes précédentes ne sont pas suffisantes pour comprendre totalement les phénomènes thermo-mécaniques successifs. Différentes questions sont restées sans réponse :

- pourquoi un endommagement n'est-il pas forcément plus important à mesure que la pression appliquée s'élève ?
- pourquoi des comportements thermiques seuils apparaissent en fonction de la vitesse appliquée ?
- pourquoi les solutions (scénarios) thermo-mécaniques sont-elles tellement différentes avec de faibles variations de paramètres ?

Il faut à présent comprendre la relation entre les résultats rhéologiques (facteur de frottement) ou thermiques mesurés (résultats globaux), avec l'appréciation de l'arrangement et de la proportion des premiers corps et du troisième corps (résultats locaux). Nous allons ainsi un cran plus loin sur l'origine des résultats vus en matière d'endommagement.

3.2.2 ...aux mesures locales

Cette partie tente d'expliquer les mesures rhéologiques ou thermo-mécaniques globales et temporelles (à l'échelle de l'échantillon) avec des visualisations thermo-mécaniques en certains temps caractéristiques. Ces temps, étant très variables selon la configuration en pression ou vitesse initiale appliquées, les clichés ne sont volontairement pas pris aux mêmes instants. Les moments les plus opportuns ont donc été choisis.

En fonction de la vitesse initiale appliquée à la paroi inférieure (*cf. Figure 3.27*), les couches de troisième corps montrent des fragments de torons, qui se retrouvent isolés et qui ne participent donc plus à la tenue mécanique de l'échantillon. Plus la vitesse initiale est importante, surtout au-delà de 8 m/s, plus le premier corps est dégradé. De plus grands morceaux de torons se retrouvent dans le troisième corps. La conservation de leur intégrité volumique provient d'une rigidité plus importante fournie aux interactions liant les particules de torons (*cf. Tableau 3.2*). Ce qui rend difficile la dégradation par rapport aux lois d'interaction entre particules de matrice.

Thermiquement, nous constatons de fortes hétérogénéités au sein du troisième corps avec la présence de localisations de température baptisées "*rouleaux thermiques*". Elles sont remarquables pour les cas $V_0 = 1$ m/s et $V_0 = 8$ m/s (*cf. Figure 3.28*). Leur présence est le fruit de recirculations locales de troisième corps. Ce troisième corps est piégé par l'immobilisme des fragments de torons isolés et la limite des premiers corps, constituée par des torons fléchis (*cf. Figure 3.28(a)*). Ces "*effets de coins*" des torons [CHA 13a] accélèrent le brassage localisé d'une partie du troisième corps, créant des "*rouleaux de convection*" localisant le cisaillement et la génération de chaleur (*cf. Figure 3.28(d)*). Le troisième corps n'a donc pas la possibilité d'être conduit en sortie de contact et d'en être éjecté en dehors : il recircule sur lui-même. Fait notable, ce phénomène de *rouleau thermique* est analogue au phénomène de *dimple thermique* observé dans les contacts lubrifiés [BRU 12]. Les causes respectives de ces localisations thermiques entre un contact sec et un contact lubrifié proviendraient-elles d'un gradient de pression ? En effet, dans le cas d'un contact lubrifié, ces *dimples* ont pour origine

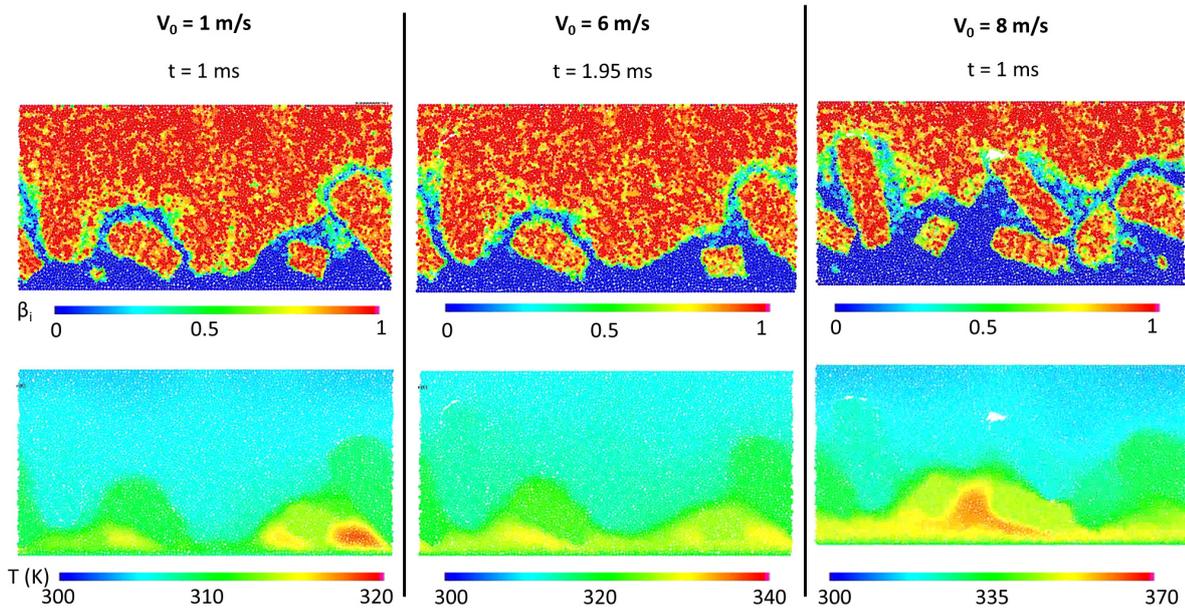


Figure 3.27: visualisation à des instants donnés de l'intensité d'endommagement et du champ de température associé avec la variation de vitesse initiale appliquée.

un fort glissement du lubrifiant aux parois ou une origine thermique. Pour cette dernière, un gradient de température entraîne un gradient de viscosité et par conséquent un gradient de pression faisant recirculer localement le fluide.

L'impact de la pression (*cf. Figure 3.29*) dévoile deux types de conséquences sur l'évolution de l'endommagement.

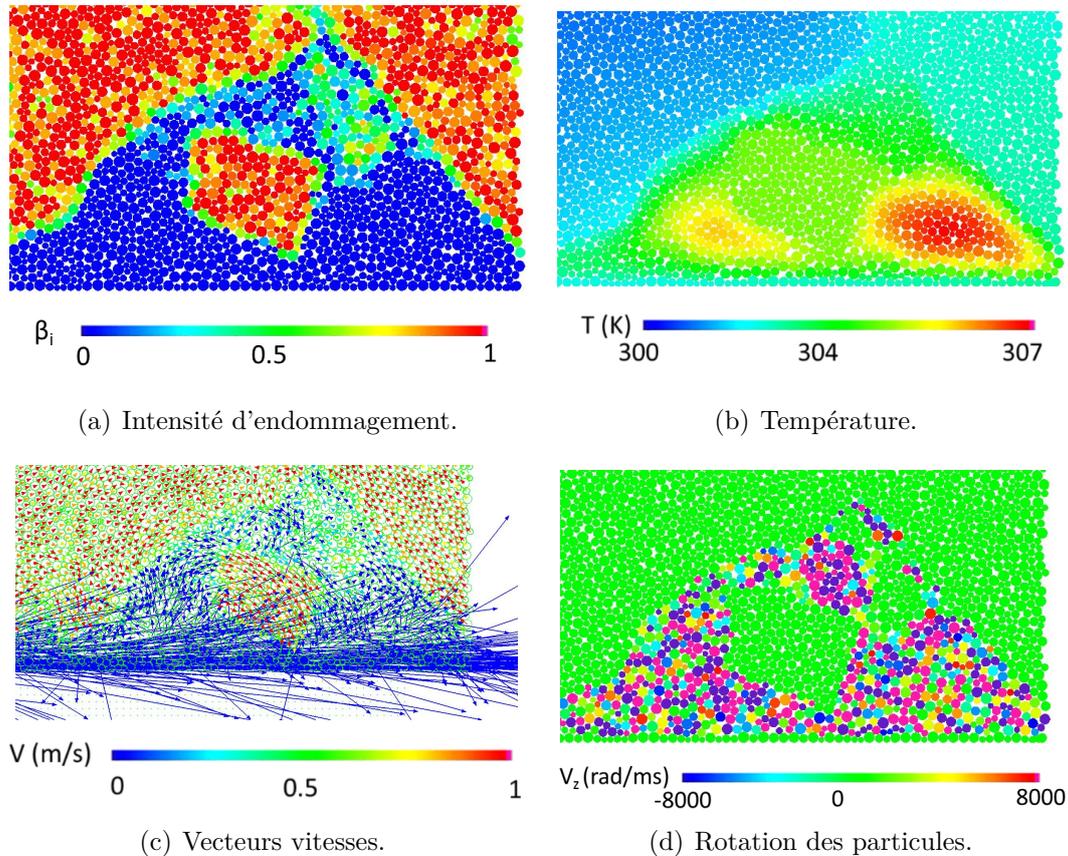


Figure 3.28: formation de "*rouleaux thermiques*" avec la recirculation locale de troisième corps pour le cas $V_0 = 1$ m/s au temps $t = 1$ ms.

Premièrement, lorsque la pression est inférieure à 5 MPa, elle n'est pas assez forte pour dégrader l'échantillon sur toute sa longueur, ne créant pas dans ce cas de couche de troisième corps d'épaisseur uniforme. La conséquence directe est la naissance de porosités dans des régions où l'échantillon n'est pas en contact constant avec la paroi inférieure, facilitant le piégeage du troisième corps, sa recirculation locale et donc l'existence de *rouleaux thermiques*.

Deuxièmement, pour des pressions plus grandes, la couche de troisième corps est plus épaisse et a tendance à estomper les *rouleaux thermiques*. Cependant, celle-ci n'est à chaque fois pas identique car la compréhension des mécanismes tribologiques passe par la mise en place de scénarios d'évolutions thermo-mécaniques.

L'impact de la valeur de la vitesse initiale ou du temps sur lequel elle est appliquée ont d'abord pour conséquence de rompre les interfaces entre la matrice et les torons (interactions CZM de faible énergie) (cf. Figure 3.30, image 2) proches de la paroi inférieure. Ces fragments de torons vont ensuite être isolés dans le troisième corps, puis libres d'évoluer (cf. Figure 3.30, image 3). Ils deviennent des obstacles au cheminement le plus direct du troisième corps,

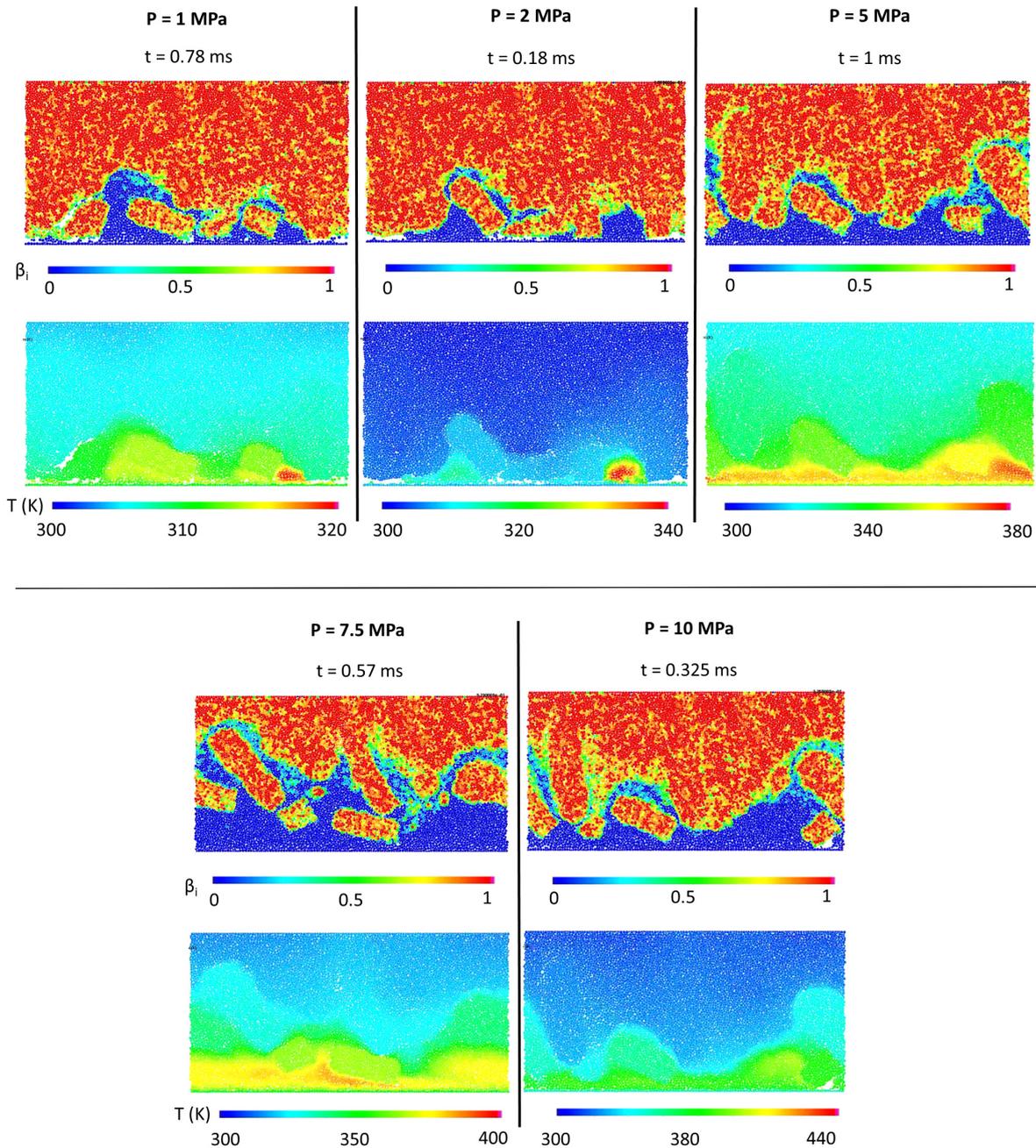


Figure 3.29: visualisation à des instants donnés de l'intensité d'endommagement et du champ de température associé avec la variation de pression appliquée.

provoquant des piégeages et des recirculations par *effets de coin*. Bien qu'il continue à remplir ses fonctions mécaniques de porteur de charge et d'acommodateur de vitesse, il génère des *rouleaux thermiques* qui ne permettent pas une bonne dissipation thermique. Ce sont les

torons verticaux, encore constituants du premier corps, qui peuvent assister l'évacuation de ces emmagasines de chaleur. Ils ont donc la capacité à pouvoir être *vecteurs thermiques*.

Toutefois, il existe un instant à partir duquel un de ces fragments de torons impacte une région inférieure du premier corps (*cf. Figure 3.30, image 4, cercle noir en traits pointillés*) pour venir alors labourer une certaine hauteur de l'échantillon (*cf. Figure 3.30, image 5, cercle noir en traits pointillés*). Cela a pour effet de générer une épaisseur de troisième corps plus importante (*cf. Figure 3.30, image 6*), et de venir estomper les *rouleaux thermiques*. Le champ de température devient laminaire (horizontal). Étant mécaniquement plus uniforme et composé de fragments de torons intègres, ce troisième corps possède une certaine inertie (vitesse, masse). Cette inertie peut donc prendre le pas sur la tenue mécanique du reste du premier corps par de nouveaux impacts et labourages. Les torons qui ont perdu non seulement leur fonction mécanique (aide à la tenue mécanique), ont perdu aussi leur fonction thermique (aide à la dissipation thermique) en changeant d'orientation.

Le scénario est différent dans le cas de la pression (*cf. Figure 3.31*). Si celle-ci est faible ($P < 5$ MPa), la création d'une couche homogène de troisième corps est rendue difficile par la discontinuité de l'interface entre premier corps et troisième corps, sur toute la longueur de l'échantillon (*cf. Figure 3.31, image 2*). Cette échantillon, instable, dispose un troisième corps composé surtout de matrice. La bonne tenue des torons au niveau du premier corps, car moins sollicités, crée véritablement des zones vierges (porosités) de toute particule. L'extension de la pression intensifie le contact avec la paroi inférieure et vient induire des ruptures en flexion des torons (*cf. Figure 3.31, image 3*). Comme pour le scénario issu de la variation de vitesse initiale appliquée, les fragments de torons piègent le troisième corps, induisent sa recirculation locale et provoquent donc l'apparition de *rouleaux thermiques*. Ces recirculations locales peuvent cependant aider à protéger l'échantillon. En effet, elles aident à ce que le troisième corps porte le premier corps et évite un contact trop direct entre les premiers corps (échantillon et paroi inférieure) (cas où $P = 5$ MPa) (*cf. Figure 3.31, image 4*).

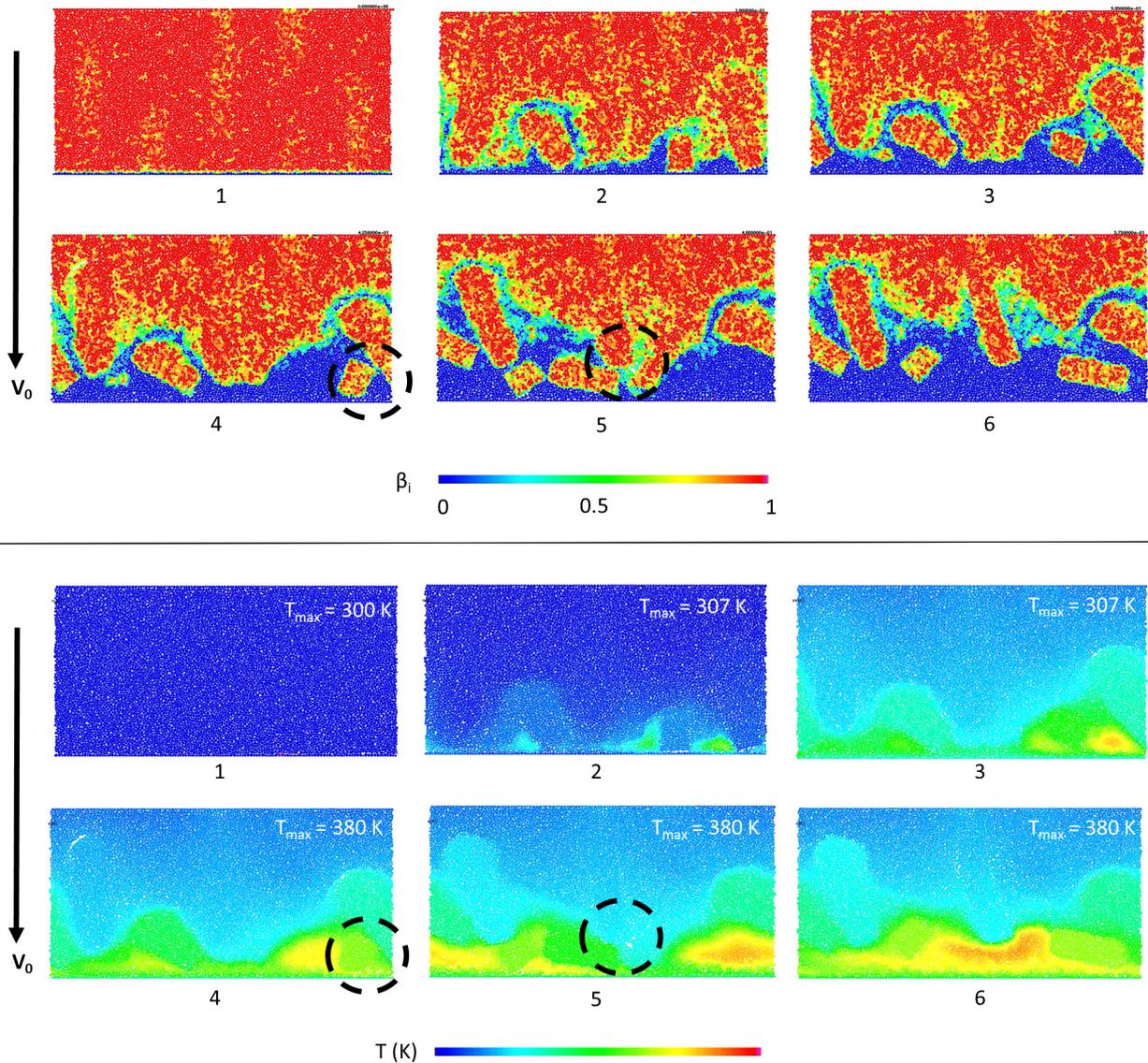


Figure 3.30: scénarios thermo-mécaniques via-à-vis de l'augmentation de la vitesse initiale appliquée.

Lorsqu'un long toron se rompt en flexion (cf. *Figure 3.31, image 5, cercles noirs en trait plein*), un scénario distinct de ce qui a été vu avec la vitesse initiale apparaît. Un troisième corps d'épaisseur plus uniforme s'établit (cf. *Figure 3.31, image 6*). Rendant le contact homogène entre les parois supérieure et inférieure, il accommode mieux les vitesses. Avec l'augmentation des fragments de torons (cf. *Figure 3.31, image 7, cercle noir en trait plein*), les sollicitations animent ces fragments pour venir labourer une bonne partie du premier corps (cf. *Figure 3.31, image 8, cercle noir en traits pointillés*). Le champ de température devient plus laminaire et évacué perpendiculairement à l'écoulement si la plupart des torons tiennent

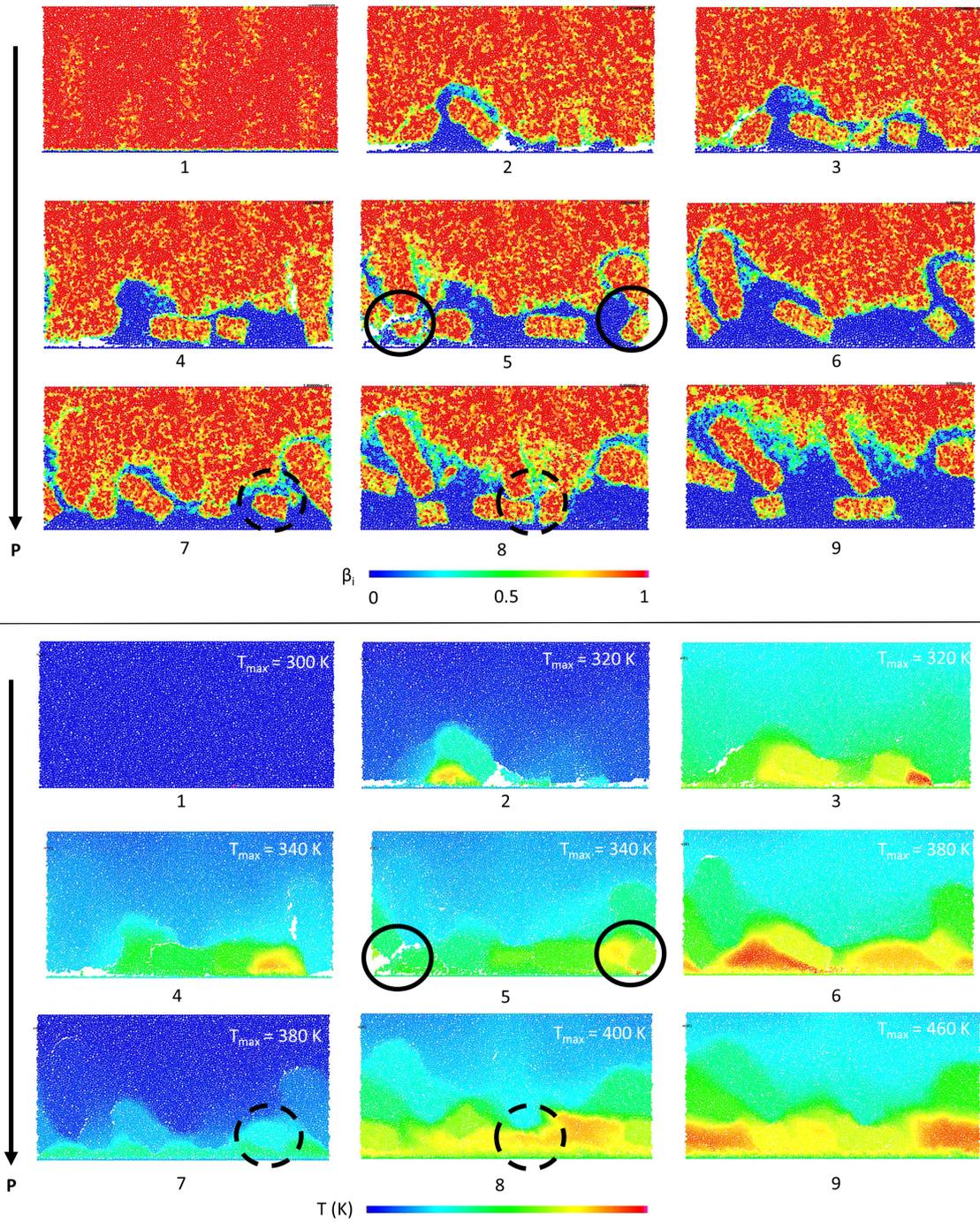


Figure 3.31: scénarios thermo-mécaniques via-à-vis de l'augmentation de la pression appliquée.

encore leur rôle mécanique (*cf. Figure 3.31, image 9*). Nous retrouvons alors l'enchaînement causes/conséquences vu avec l'évolution de la vitesse.

Ces visualisations locales témoignent des effets de chaque forme de sollicitation, pression ou vitesse, appliquée aux échantillons numériques. Alliées à la modélisation de l'hétérogénéité provenant des composites carbone-carbone, elles montrent des événements microstructuraux (rôle des torons) qui conduisent à des résultats thermo-mécaniques séparés. Les subtilités vues avec les mesures globales³ ont pour origine la mise en place du débit source par rupture des premiers corps, notamment celles des torons. Vitesse ou pression apportent chacune leur influence sur l'évolution du système.

Enfin, si nous regardons l'évolution de la valeur maximale de la température, il est alors possible de relier la notion de *rouleaux thermiques* avec celle de *température flash* (cf. Section 1.3.1.1) mais également de faire l'analogie avec ce que propose la littérature.

Indépendamment du concept de troisième corps, la littérature suggère que la *température flash* émane de l'énergie liée au mouvement relatif concentré à l'échelle locale, c'est-à-dire du contact entre les aspérités des surfaces des premiers corps. Nous pouvons identifier ce phénomène sur un cas où $P = 2$ MPa, $V_0 = 15$ m/s au temps $t = 0,59$ ms, où le saut de température est issu de l'impact entre les premiers corps et de leur dégradation brutale (cf. Figure 3.32). Ces dégradations de matière soudaines sollicitent fortement le système. Elles peuvent amener une accélération de la température sur un temps très court. Cette température s'atténue ensuite par réarrangement des premiers corps et du troisième corps.

D'un autre côté, les recirculations locales de troisième corps piégé, entretiennent la génération locale de chaleur, amenant des *rouleaux thermiques* à durée d'existence courte, par exemple au niveau des temps $t = 0,29$ ms et $t = 0,48$ ms (cf. Figure 3.32). Ces *rouleaux thermiques* sont donc un autre possibilité de pouvoir élever localement la température.

La *température flash* est donc un concept plus subtil que la simple interprétation d'une mesure expérimentale, portée sur les sauts de température. Elle peut se définir de différentes manières en fonction de la dynamique locale des corps en contact. En fonction de la prise en compte du troisième corps, nous identifions ici deux origines possibles basées sur :

- l'interaction brutale entre les premiers corps, reprenant une définition plus classique de la littérature ;
- les phénomènes de rouleaux thermiques liés à la recirculation locale de troisième corps.

3.2.3 Vers un même produit Pression \times Vitesse

Après avoir étudié indépendamment les effets de la pression et de la vitesse, couplons les deux de manière à ce que le produit PV_0 soit identique dans chaque configuration et regardons alors les éventuelles conséquences d'un point de vue mécanique et thermique.

3. Une plus grande pression ne signifie pas forcément que la dégradation le sera aussi.

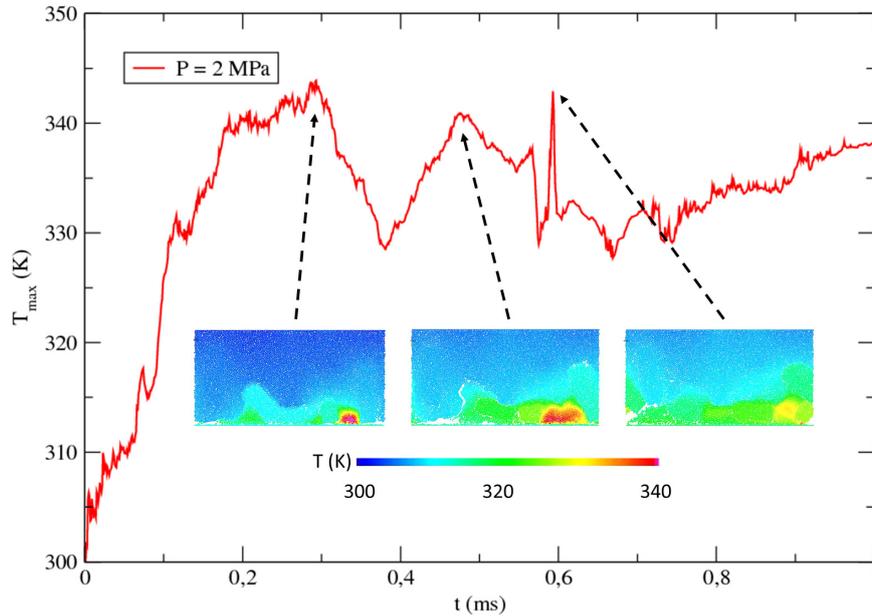


Figure 3.32: pics de températures maximales provenant des *rouleaux thermiques* pour les temps $t = 0,29$ ms et $t = 0,48$ ms ou d'impacts locaux $t = 0,59$ ms (cas où $P = 2$ MPa, $V_0 = 15$ m/s).

Pour des faibles produits PV_0 (< 50 W/m²) (cf. *Figure 3.33(a)*), les valeurs de facteur de frottement moyen possèdent un certain écart (0,1) qui se réduit à mesure le produit PV_0 s'amplifie. Cela a pour origine la présence d'une couche de troisième corps, dont l'épaisseur (30 % de la hauteur totale) devient suffisante pour atténuer les effets antagonistes de la pression ou de la vitesse initiale (cf. *Figure 3.33(b)*).

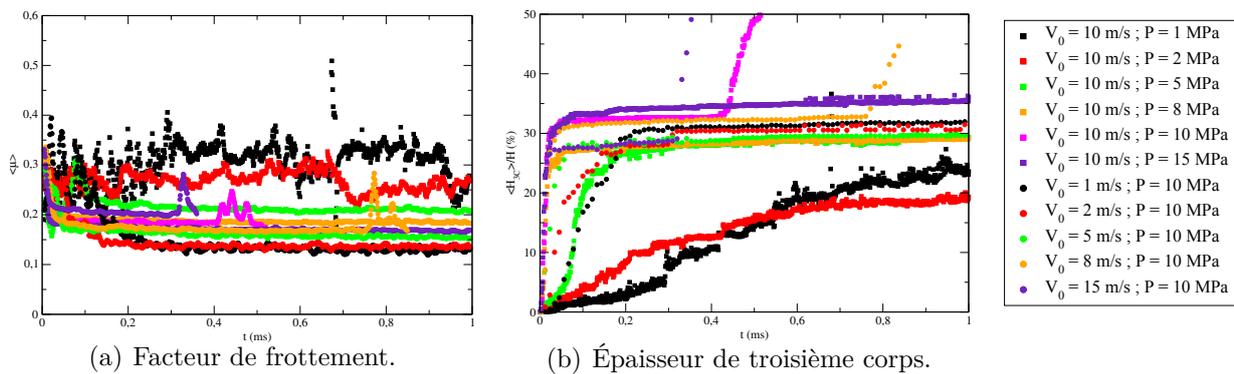


Figure 3.33: évolutions temporelles des facteurs de frottement et de l'épaisseur de troisième corps dissemblables malgré des énergies injectées identiques.

Les mesures thermiques attestent, quant à elles, une même influence de la pression ou de

la vitesse initiale. Que ce soit sur la température maximale ou sur l'écart de température entre paroi inférieure et paroi supérieure, plus un couple (PV_0) s'élève, plus la température dans le système croît (cf. Figure 3.34). Pour un même couple, si la valeur de V_0 dépasse celle de P , alors la courbe de température associée à l'évolution de V_0 est supérieure à celle de P (et réciproquement).

Pour chaque sollicitation choisie, une compétition thermique existe selon la pression et la vitesse initiale appliquées. Elle est gouvernée par le rapport entre les flux conduits perpendiculairement au sens du cisaillement, confortés par la pression et les flux conduits dans le sens du cisaillement (flux de recirculation), favorisés par la vitesse.

Autre fait, l'écart entre deux mêmes couples (PV_0) est peu significatif. Il peut résulter de la bonne stabilité de l'épaisseur de troisième corps. En particulier pour $PV_0 > 20 \text{ W/m}^2$, cette épaisseur devient raisonnable pour tendre vers une homogénéité thermique et réduire l'effet d'une possible variation brutale de l'endommagement.

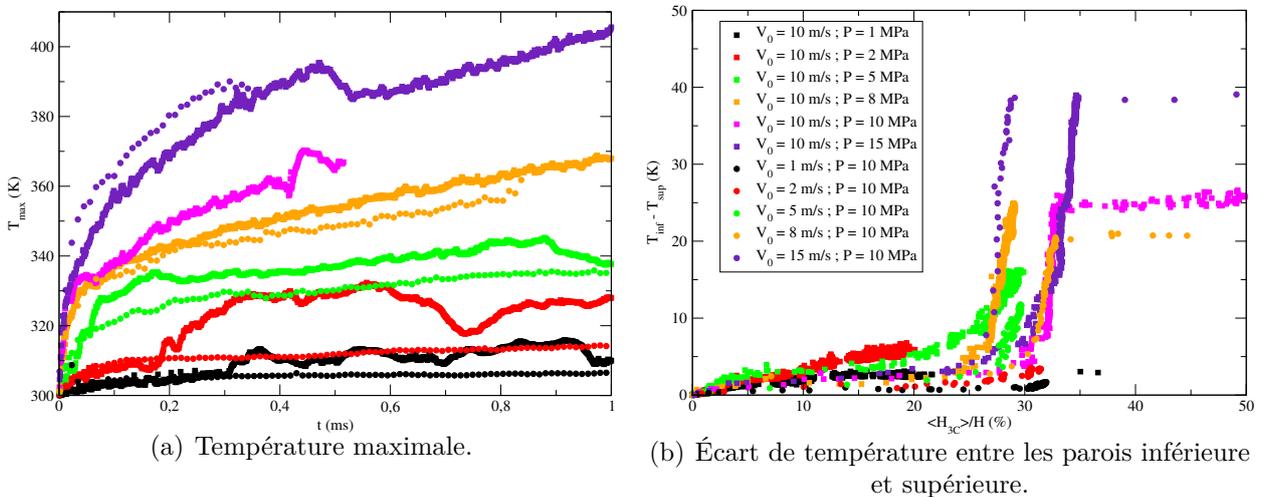


Figure 3.34: évolutions thermiques dont la hiérarchie est fonction des valeurs de P et V_0 .

D'un point de vue thermo-mécanique, la présence d'hétérogénéités dans le premier corps (torons), puis, après dégradation, de fragments de torons dans le troisième corps, ne paraît pas être trop perturbante. La couche de troisième corps doit garantir une stabilité via une épaisseur suffisante afin de confondre et homogénéiser les effets de la pression ou de la vitesse. Ce qui occasionne des résultats rhéologiques ou thermiques de même ordre de grandeur.

3.2.4 Influences des conditions limites en termes de performance de freinage

En calculant les décélérations associées, nous pouvons obtenir une indication des effets de l'énergie injectée dans le système (*cf. Figure 3.35(a)*). Contrairement à la pression, nous remarquons que la décélération sature rapidement en fonction de la vitesse initiale appliquée. Ceci peut-il provenir de l'amplification des débits et flux de recirculation globaux à cause de la mise en place des conditions périodiques? Grâce à elles, le mouvement d'ensemble des particules de troisième corps, horizontal, empêche de solliciter davantage les premiers corps. Une épaisseur donnée et stable de troisième corps suffit donc à réduire l'impact de la vitesse initiale appliquée.

Par ailleurs, ayant exploré l'effet de deux vitesses différentes $V_0 = 10$ m/s et $V_0 = 15$ m/s avec l'évolution de la pression, nous nous sommes interrogés sur d'éventuelles relations mathématiques inhérentes (*cf. Figure 3.35(b)*). Un facteur de 1,33 les sépare, qui peut provenir de l'expression :

$$C_e \eta = 1,33, \quad (3.2)$$

avec C_e une constante ajustée ici à 1 000 et η , l'intensité de cohésion définie au *chapitre 2*. Sans entrer à ce stade, dans les détails, les propriétés physico-chimiques du troisième corps choisies paraissent être impliquées dans la dissipation d'énergie.

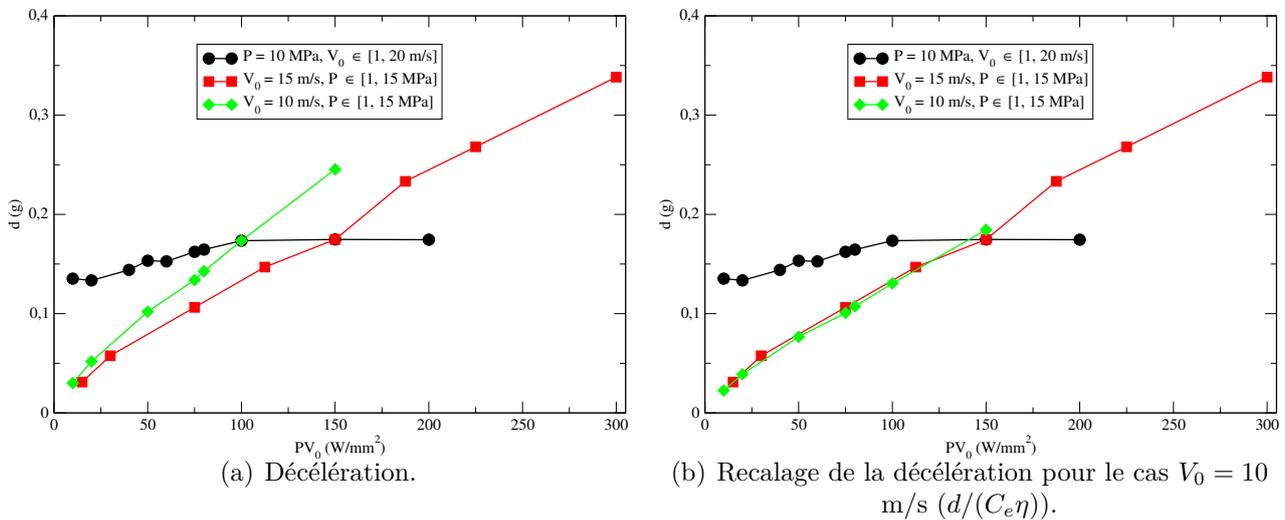


Figure 3.35: variations des décélérations en fonction de différents couples (PV_0).

Bien entendu, les simulations sont à poursuivre en traitant d'autres couples (PV_0). L'établissement de cartes plus complètes de performance de freinage pourront être établies afin de dégager d'éventuelles expressions analytiques.

L'étude des sollicitations appliquées aux échantillons numériques hétérogènes nous ont renseigné sur le pouvoir propre à la pression ou la vitesse initiale, vis-à-vis des comportements tribologiques et thermo-mécaniques. Par l'intermédiaire des débits et des flux, nous avons donc besoin de comprendre la manière, dans l'espace et le temps, dont s'arrangent les premiers corps et le troisième corps. Travailler à énergie injectée constante PV_0 est délicat. Même si une baisse du nombre de paramètres étudiés facilite les interprétations ; l'endommagement, la rhéologie et ses conséquences thermiques locales peuvent être reliées avec complexité.

Un regard nouveau sur des études expérimentales peut être apporté (*cf. Figure 3.36*). Mesurant globalement un nombre de paramètres restreints (facteur de frottement global, température "loin du contact"), ces études utilisent le produit PV comme un critère afin de pouvoir expliquer et prédire certaines transitions de comportement tribologique. Une telle méthodologie a été appliquée sur les composites carbone-carbone pour tenter d'expliquer la transition d'un régime où le frottement et l'usure sont basses à un régime où ceux-ci sont hauts (régime de type "dusting" ou catastrophique) [VEN 02]. Dans un sens, en se rappelant de la figure 3.17, nous comprenons que les mesures globales liées aux expériences classiques sur tribomètres sont des limites à la compréhension. Loin de l'interface de contact, elles induisent des résultats lissés, simplifiés ("linéaires") et donc se parachevant par l'intermédiaire de critères abrégés.

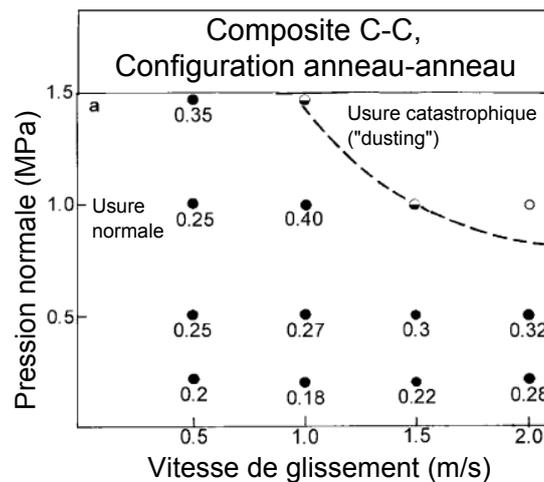


Figure 3.36: variation du facteur de frottement pour un essai anneau-anneau et caractérisation du changement de comportement tribologique des composites carbone-carbone (passage d'une usure "normale" à une usure "catastrophique") d'après Venkataraman *et al.* [VEN 02].

Malgré une différence de gamme de pression et de vitesse appliquées au système avec nos échantillons numériques, nous avons voulu comparer les résultats rhéologiques précédents avec les données expérimentales [VEN 02]. En matière de facteur de frottement, les tendances sont inversées par rapport aux élévations de la pression et de la vitesse (*cf. Figure 3.37*). D'un point de vue numérique, c'est la vitesse qui pilote particulièrement l'élévation du facteur de frottement. Cette différence entre les échelles locale et globale nous rappelle que nos simulations ne modélisent qu'une portion du contact. Sans tenir compte de nombreux autres paramètres

tels que le mécanisme ou les effets de viscosité (visco-plasticité), elles posent la question du passage de grandeurs moyennes locales vers des grandeurs globales.

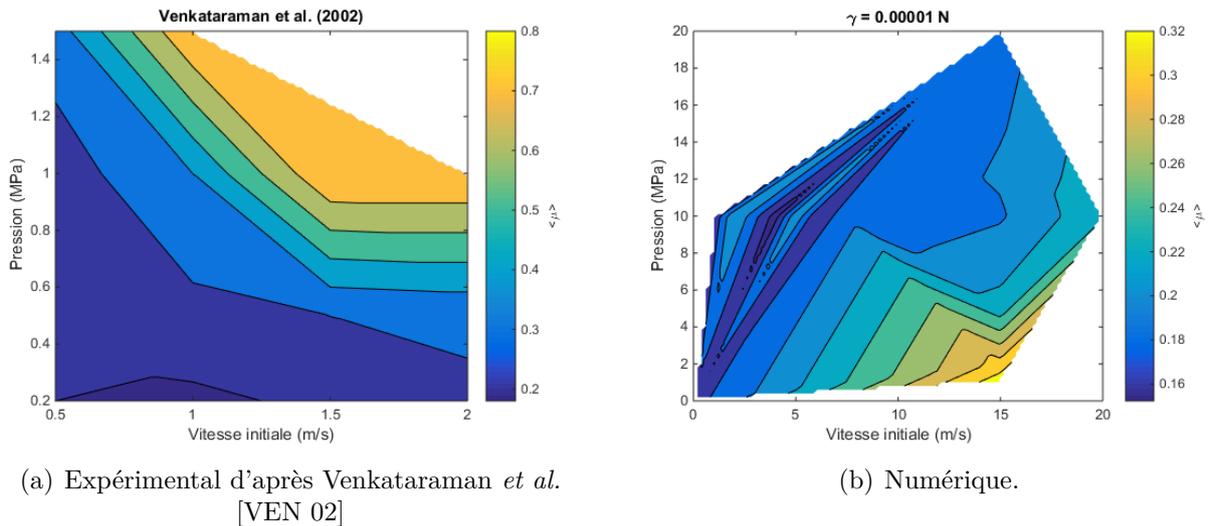


Figure 3.37: variation du facteur de frottement moyen en fonction des sollicitations appliquées.

Dans un cadre plus large, nous nous demandons comment peut s'écrire un facteur de frottement macroscopique tenant compte des effets locaux et pouvant être recalé avec des mesures expérimentales ?

3.3 Effets du troisième corps

3.3.1 La force de cohésion : un catalyseur des brusques variations de phénomènes

L'étude précédente s'est déroulée à force de cohésion constante, utilisant une valeur de γ égale à 10^{-5} N. Ce paramètre, pouvant servir à traduire la physico-chimie de l'interface de contact, est connu pour être de premier ordre sur l'évolution du facteur de frottement. Ceci aussi bien pour des études de type écoulement granulaire [ROG 08] que tribologiques [RIC 08a]. Il est intéressant de voir comment joue ce paramètre dans notre cas d'étude. En effet, nos temps de simulations étant très courts, faire varier ce paramètre au cours de la simulation n'est peut-être pas d'un grand intérêt. Une autre manière de tester cette variation est de regarder le comportement du système pour différentes valeurs de γ correspondant alors à différents états initiaux d'un point de vue physico-chimique. Dans sa thèse, Champagne a regardé cette influence sur les aspects mécaniques [CHA 13a] nous amenant à compléter ici sur les aspects thermiques.

Ne pouvant pas refaire toute l'étude précédente pour différentes valeurs de pression et de vitesse appliquées, nous choisissons une pression de 10 MPa et une vitesse initiale de 15 m/s. Une gamme de valeurs de γ comprise entre 0 et $2,5 \cdot 10^{-3}$ N est alors testée, valeur correspondant à une intensité de cohésion (paramètre η) (cf. *Section 2.6.2.3*) allant jusqu'à 0,333. Pour des intensités de cohésion plus importantes, les échantillons deviennent trop dégradés et ne vérifient pas le critère d'acceptation (cf. *Section 3.1.2*)

La cohésion locale favorise la création d'agglomérats de troisième corps (cf. *Figure 3.38(a)*) et l'endommagement des premiers corps. Cette tendance est à moduler pour le cas où $\gamma = 10^{-3}$ N puisque l'endommagement final est inférieur au cas où $\gamma = 2,5 \cdot 10^{-3}$ N. Il faut donc s'assurer que le débit interne de troisième corps soit raisonnablement conséquent pour que ce paramètre entre en jeu rapidement. En lançant des simulations plus longues, toute la hiérarchie serait probablement mieux respectée.

La valeur du facteur de frottement progresse fortement dès que la valeur de γ est supérieure à 10^{-4} N (cf. *Figure 3.38(b)*). Plus la force de cohésion devient importante, plus la résistance à l'écoulement devient difficile car le troisième corps est de plus en plus cohésif et a des difficultés à se mouvoir au sein du contact. Les sauts temporels sont à relier aux endommagements brusques d'une certaine épaisseur des premiers corps. Pour chaque cas, l'écart entre les évolutions du facteur de frottement grandit, montrant la part de plus en plus grande occupée par le troisième corps par rapport à l'ensemble de l'échantillon.

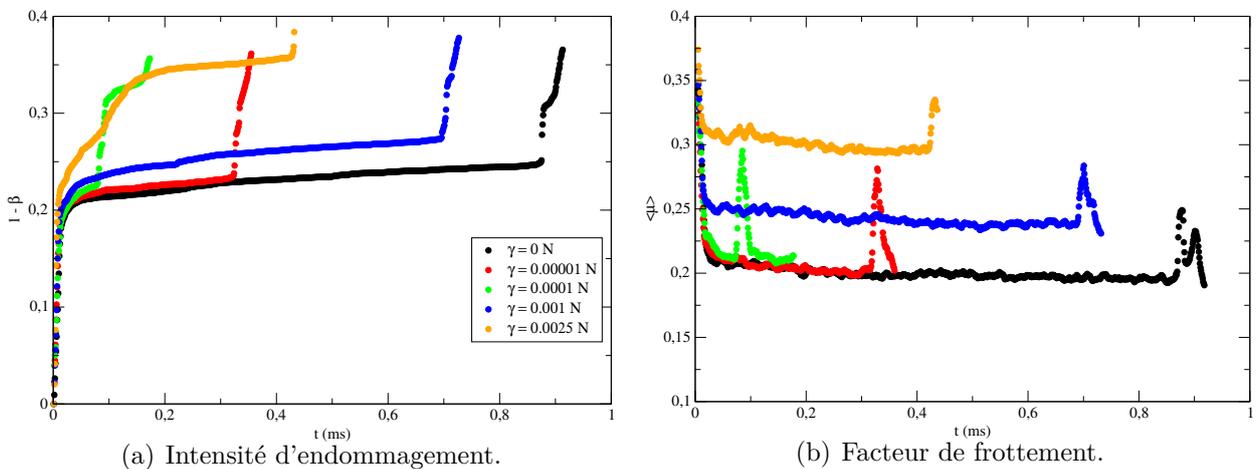


Figure 3.38: évolutions temporelles en termes d'intensité d'endommagement et de facteur de frottement pour différentes valeurs de force de cohésion.

Si les évolutions mécaniques paraissent sensibles à la force de cohésion, son effet est moindre concernant les résultats thermiques (cf. *Figure 3.39*). Même si l'épaisseur de troisième est plus importante, les températures maximales sont au final du même ordre de grandeur. Malgré un comportement collectif du troisième corps générant plus d'endommagement, la force de cohésion

3. Performance de freinage et phénomènes seuils

"gèle" les mouvements locaux entre les particules. Ce phénomène induit alors une diminution des chocs et donc de la génération de chaleur locale. Pour l'écart de température entre les parois inférieure et supérieure, la force de cohésion a tendance, en particulier pour les cas $\gamma = 10^{-5}$ N (par rapport à $\gamma = 0$ N), à refroidir légèrement le système.

Un troisième corps de plus en plus cohésif est collectivement de plus en plus continu. En effet, une force de cohésion plus importante élève la force locale et donc la conductance thermique de contact (*cf. Équation (2.31)*). Ce qui est propice à mieux conduire la chaleur de part et d'autre de l'échantillon. Cette continuité a donc des origines "mécaniques". Elle complète le phénomène de tartinage, via l'intensité de tartinage σ , à laquelle la continuité est plus d'ordre "thermique".

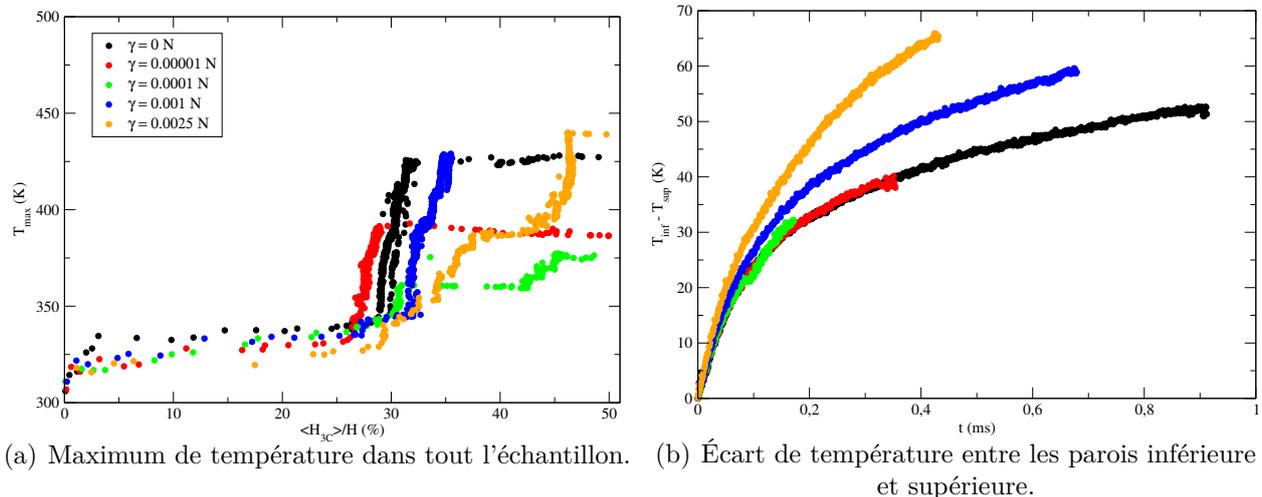


Figure 3.39: résultats thermiques temporels améliorés en fonction de la force de cohésion.

A ces observations globales, nous pouvons ajouter une analyse plus locale où, comme proposé précédemment, les clichés des champs d'endommagement et de température indiquent l'effet de labourage des fragments de torons isolés (*cf. Figure 3.40*) mais pas uniquement. En effet, la force de cohésion agit sur les particules possédant une valeur de β_i nulle, c'est-à-dire lorsque le débit source est activé. Ce débit source est principalement composé de particules de matrice puisque leurs interactions sont plus faibles que celles des torons. La matrice qui se retrouve dans le troisième corps influence nettement l'endommagement de l'échantillon et aide à la création de fragments de torons. Avec la proportion plus grande de matrice par rapport à celle des torons, nous assistons à la présence de grandes quantités de troisième corps qui ne donnent ni les conditions propices à la naissance de *rouleaux thermiques* ni l'évacuation de la chaleur par l'intermédiaire de régions continues (torons des premiers corps). La simulation où $\gamma = 10^{-3}$ N montre un échantillon relativement stabilisé en terme d'endommagement et moins dégradé que celle où $\gamma = 10^{-4}$ N. Nous concluons donc que la force de cohésion n'est

pas un facteur déclencheur mais un catalyseur des endommagements brusques. Afin qu'elle devienne active, il faut d'abord que le débit source de troisième corps, provenant d'une grande dégradation des premiers corps (via le labourage des fragments de torons), soit suffisamment notoire.

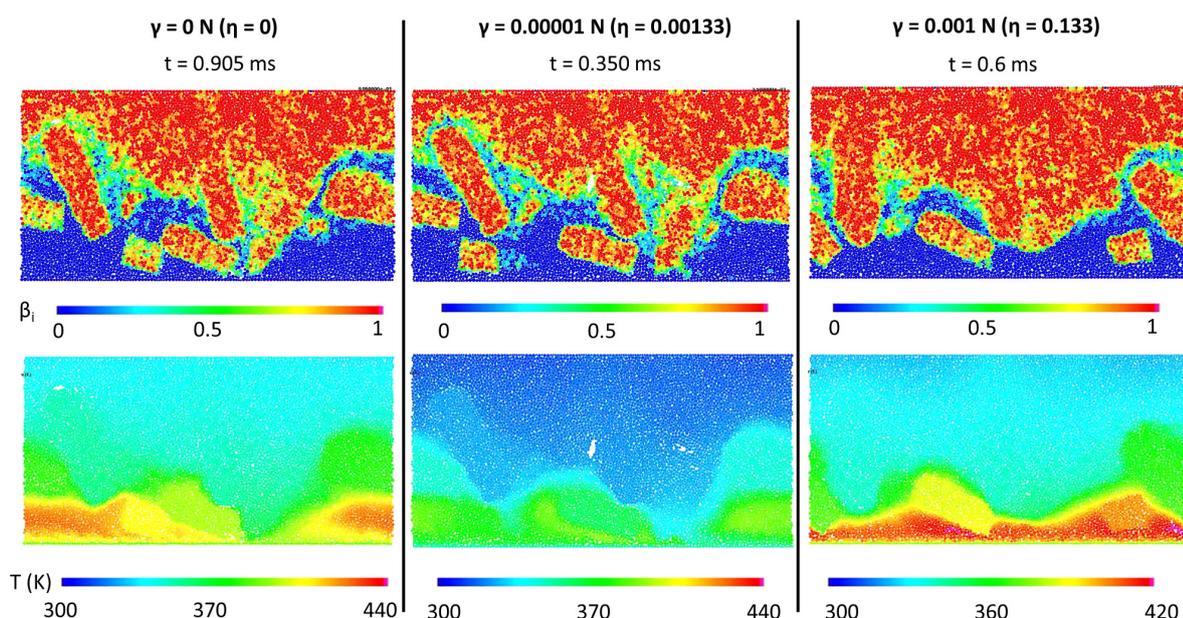


Figure 3.40: visualisation thermo-mécanique à des instants donnés pour différentes forces de cohésion.

L'effet "support" de la force de cohésion à l'endommagement de l'échantillon est visible en projetant l'endommagement et le facteur de frottement en fonction de l'intensité de cohésion η (cf. *Figure 3.41*). Tant que η est inférieur à 0,01, la force de cohésion n'agit pas comme catalyseur, au sens d'un accélérateur, de la dégradation. Le facteur de frottement se retrouve stabilisé autour de 0,2. En revanche, cette force l'emporte dès que η devient supérieur à 0,01. Les effets des comportements collectifs des particules de troisième corps endommagent encore plus ce qui reste de l'échantillon (premiers corps), faisant progresser la résistance à l'écoulement. Le troisième corps, cohésif et épais, devient plus difficile à circuler dans le contact.

En visualisant les résultats thermiques en fonction de l'intensité de cohésion, nous apercevons que solliciter une couche de troisième corps plus épaisse a tendance à augmenter la génération de chaleur locale. Les interactions, au sein du troisième corps, étant plus cohésives, la dissipation locale est plus intense (cf. *Figure 3.42(a)*). En parallèle, plus η grandit, plus la force de cohésion est importante, donc plus la conductance au contact s'élève de manière à mieux transférer la chaleur au sein de l'échantillon. Par conséquent, l'échantillon refroidit à mesure qu'il devient de plus en plus cohésif (cf. *Figure 3.42(b)*).

3. Performance de freinage et phénomènes seuils

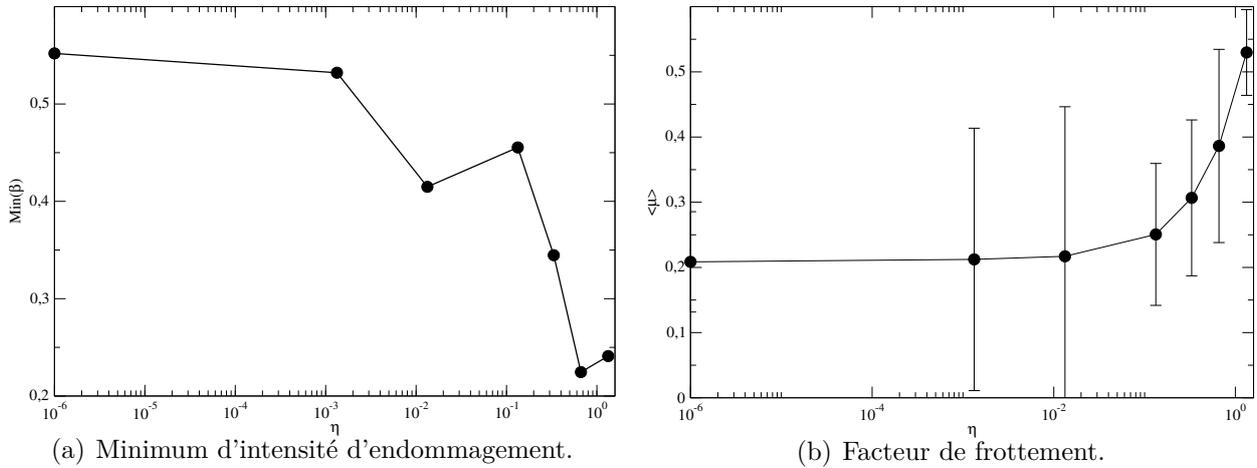


Figure 3.41: endommagement et rhéologie relatifs à l'intensité de cohésion.

Une compétition entre la génération et la conduction de la chaleur s'établit pour réguler la température du contact. Autrement dit, il y a présence d'une compétition entre effets locaux (échelle des interactions, *rouleaux thermiques*) et globaux (échelle de l'échantillon, *vecteurs thermiques*).

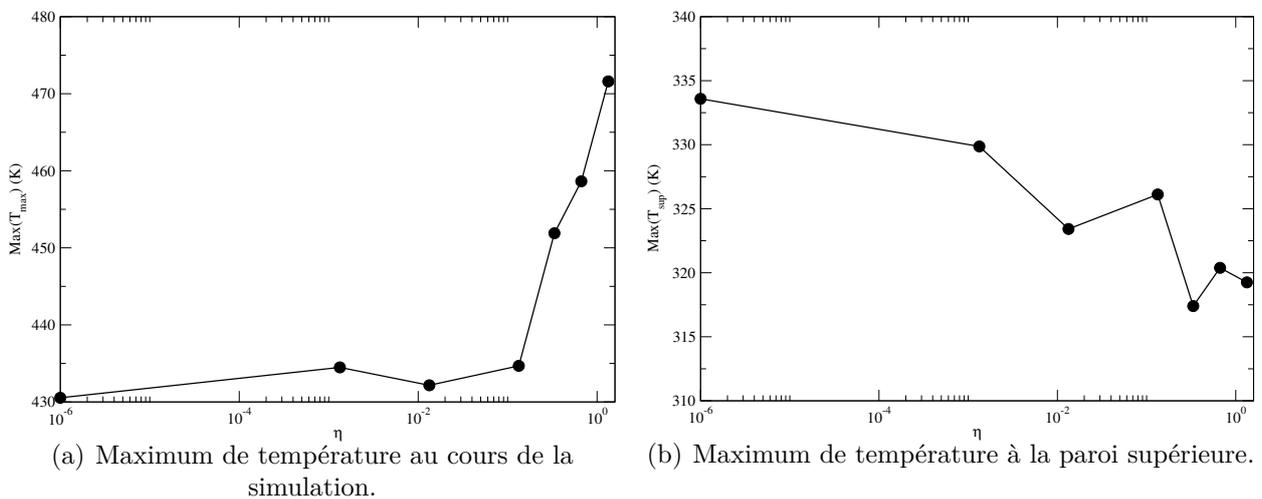


Figure 3.42: résultats thermiques liés à une compétition entre génération et conduction de la chaleur en fonction de l'intensité de cohésion.

Cette étude d'un des paramètres du troisième corps nous dévoile comment leurs effets peuvent se combiner avec ceux des sollicitations (pression, vitesse). Ici, la force de cohésion assiste l'endommagement des premiers corps. Les interactions entre particules étant plus énergétiques, le facteur de frottement est rehaussé par le brassage d'un troisième corps plus épais.

Si les températures maximales sont localement plus élevées, la force de cohésion rend mécaniquement continu le troisième corps et facilite la conduction de la chaleur et son évacuation du contact.

3.3.2 Vers une épaisseur limite de troisième corps

Nous avons vu précédemment qu'il se produit un équilibre au sein du contact afin d'établir un troisième corps avec une épaisseur donnée. Nous avons remarqué, qu'un troisième corps peu épais n'aide pas au freinage (faible force de cohésion, faible facteur de frottement) mais minimise la température maximale au sein de l'échantillon. A l'opposé, beaucoup de troisième corps améliore généralement la performance de freinage (forte force de cohésion, fort facteur de frottement) mais rend difficile la prédiction du comportement thermique de l'interface de contact. Pour cela, il faut davantage analyser les phénomènes locaux et comptabiliser ceux qui facilitent la génération de chaleur de ceux qui facilitent la conduction de la chaleur.

Ces réflexions autour de ces épaisseurs de troisième corps nous ont amené à tester des simulations où les échantillons sont composés d'un certain pourcentage d'épaisseur initiale de troisième corps (*cf. Figure 3.45*). La proportion des premiers corps est réduite, le troisième corps est initialement homogène, de propriétés thermiques de la matrice, et discret. Ces situations peuvent représenter par exemple des historiques de freinage (rodages, cycles entre aéroports). Ici, une force de cohésion faible est choisie ($\gamma = 10^{-5}$ N) pour une pression de 10 MPa et une vitesse initiale de 15 m/s.

En ce qui concerne l'endommagement⁴, toutes choses égales par ailleurs, le troisième corps a un rôle protecteur dès qu'il atteint 5 % de la hauteur totale de l'échantillon⁵ (*cf. Figure 3.43(a)*). Une intensité d'endommagement encore plus faible est observée à partir d'une épaisseur de 17,5 %. Une asymptote semble alors atteinte. Ces hauteurs rectifient la distribution 4 pour estomper, en deux niveaux (5 à 10 % et 17,5 à 50 %), l'effet des torons débouchants. Elles réduisent donc les valeurs des coefficients d'influence (torons "coupés"). Entre 5 et 17,5 %, relevons que l'énergie de la couche de troisième corps est suffisante pour dégrader un peu plus le volume de l'échantillon. Ce rôle protecteur se ressent sur le facteur de frottement puisque celui-ci en plus de devenir très stable, diminue considérablement (*cf. Figure 3.43(b)*). Il existe donc des conditions, avec un débit source externe, dans lesquelles faire circuler des troisièmes corps solides et épais minimisent le frottement.

Comme pour l'effet de la force de cohésion, l'impact de l'épaisseur initiale de troisième corps est plus sensible sur le transfert de la chaleur plutôt que du phénomène de génération de chaleur (*cf. Figure 3.44*). Malgré des épaisseurs de troisième corps plus élevées, la température maximale atteinte dans l'échantillon n'est pas très différente alors que l'écart de température

4. L'intensité d'endommagement caractérise le débit source de troisième corps et s'affranchit donc de prendre en compte l'épaisseur initiale.

5. Cette courbe d'endommagement est d'ailleurs parfaitement superposée à celle du cas où l'épaisseur initiale de troisième corps vaut 10 %.

3. Performance de freinage et phénomènes seuils

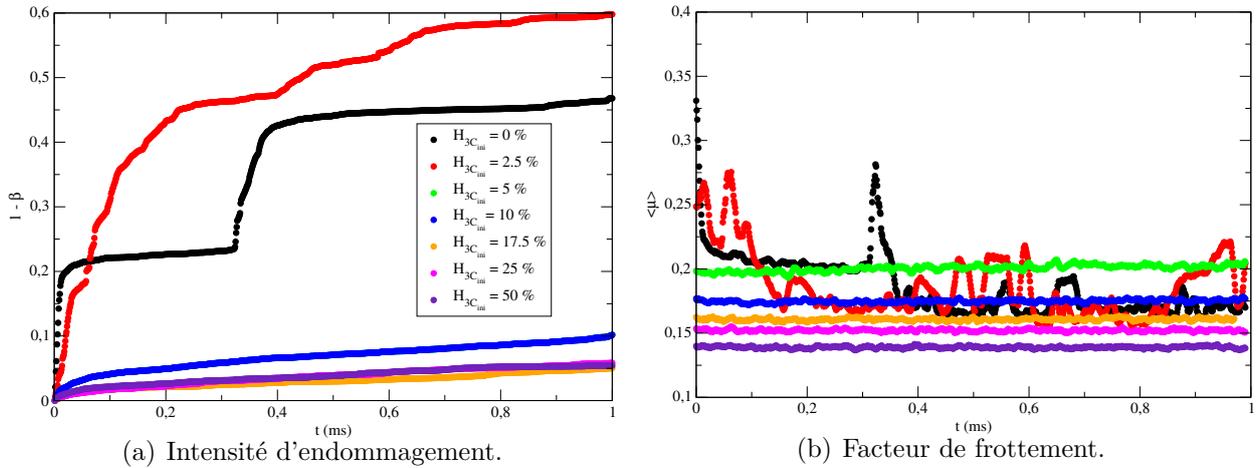


Figure 3.43: stabilités temporelles des intensités d'endommagement et des facteurs de frottement liées au rôle protecteur d'une certaine épaisseur initiale de troisième corps.

entre la paroi inférieure et supérieure diminue. Le troisième corps, ayant un comportement thermique discret, conduit d'autant plus mal la chaleur qu'il est épais. Ce manque pourrait très bien être compensé par une intensification de la force de cohésion ou de l'intensité de tartinage.

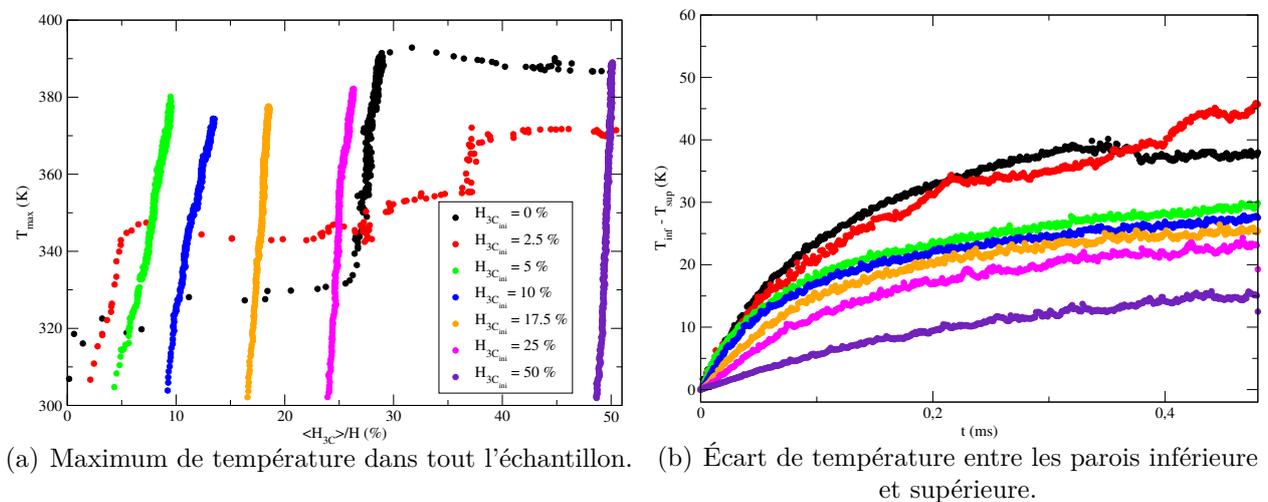


Figure 3.44: évolutions des températures montrant qu'un troisième corps épais est une barrière thermique.

Les visualisations des simulations entre les temps initial et final illustrent les rôles thermo-mécaniques protecteurs du troisième corps vis-à-vis du premier corps (*cf. Figure 3.45*). Le troisième corps conserve en son volume, la majorité de la chaleur du système.

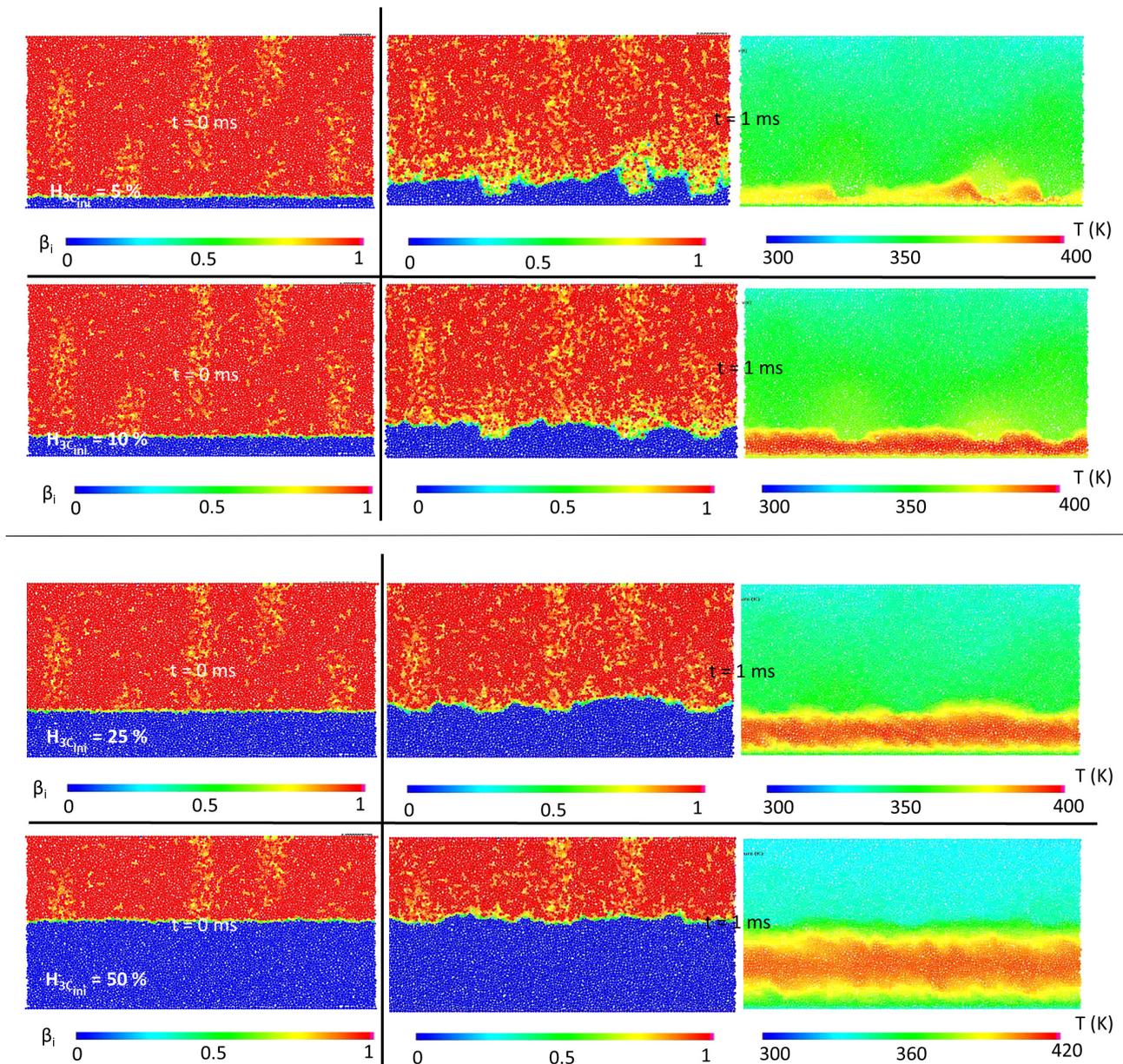


Figure 3.45: visualisation thermo-mécanique à des instants donnés pour différentes épaisseurs initiales de troisième corps.

Afin de porter des réflexions sur la compétition entre les paramètres de force de cohésion et d'épaisseur initiale, nous avons projeté les résultats mécaniques et thermiques en fonction de l'épaisseur initiale. Les deux valeurs de force de cohésion sélectionnées sont $\gamma = 10^{-5}$ N et $\gamma = 10^{-3}$ N (cf. *Figure 3.46*). Sur l'endommagement, il faut dorénavant atteindre 17,5 % de troisième corps initial pour qu'il devienne stable. De manière générale, les conséquences rhéologiques indiquent une diminution du facteur de frottement à mesure que le troisième corps

3. Performance de freinage et phénomènes seuils

est épais et accommode mieux le contact. Si nous faisons un parallèle avec les écoulements granulaires en utilisant le nombre inertiel I (cf. *Section 2.6.2.2*), pour tout paramètre fixé, plus l'épaisseur de troisième corps est grande, plus I est petit. Ce constat correspond alors classiquement à une chute du facteur de frottement. Même si l'évolution est identique pour les deux valeurs de force de cohésion, il existe avec un rapport proche de 1,33 entre les courbes (cf. *Équation (3.2)*).

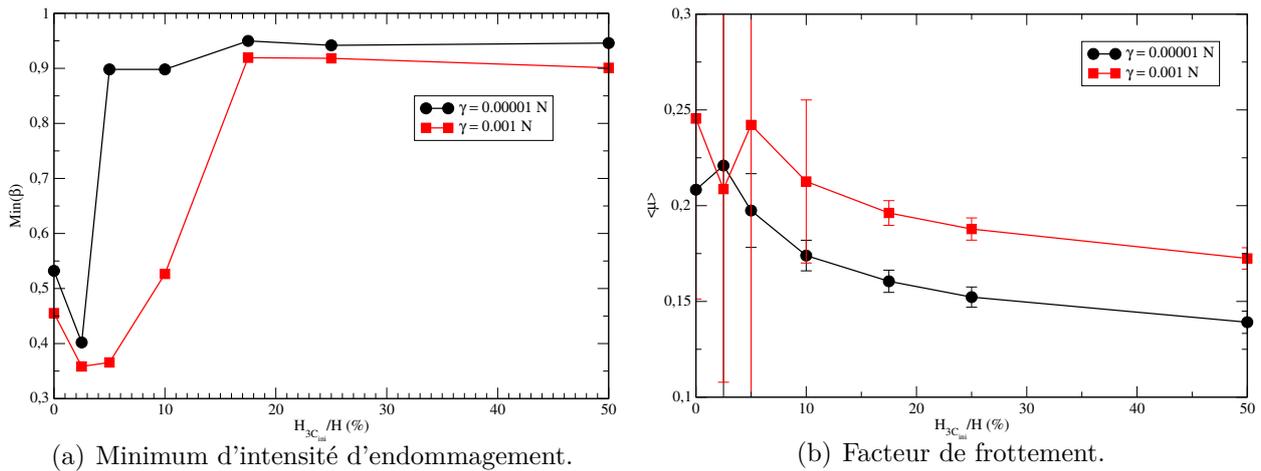


Figure 3.46: deux valeurs de force de cohésion $\gamma = 0,00001$ N et $\gamma = 0,001$ N impactent sensiblement l'endommagement et la rhéologie de l'échantillon.

En termes d'intégrité de l'échantillon, il est donc préférable que le troisième corps soit intégré artificiellement dans le contact (débit source externe) plutôt que produit naturellement (débit source interne) (cf. *Figure 3.47*). Les fragments de torons ont moins la possibilité d'entrer en jeu et venir dégrader l'échantillon sévèrement par labourages.

Les effets thermiques en fonction de l'épaisseur initiale de troisième corps attestent qu'un troisième corps fin chauffé beaucoup car il existe moins de particules pour dissiper l'énergie de freinage (cf. *Figure 3.48(a)*). Avec la hausse de l'épaisseur, accommodant mieux les sollicitations, les maxima de température au cours de la simulation décroissent. Pourtant, ils remontent à partir de 25 % d'épaisseur initiale de troisième corps car les interactions sont plus nombreuses. En effet, plus l'épaisseur cisailée augmente, plus le nombre inertiel I s'abaisse (cf. *Tableau 3.4*) car l'énergie injectée est davantage partagée entre les interactions. Hormis pour le cas très transitoire où l'épaisseur initiale de troisième corps vaut 2,5 %, tous les cas de figures sont dans des régimes denses (*i.e.* $0,001 < I < 0,1$), réduisant donc les énergies liées aux interactions locales. L'augmentation de température, à partir de 25 % d'épaisseur initiale de troisième corps, provient donc des difficultés à évacuer la chaleur par conduction au sein d'un volume discret plus important. L'écart et les tendances de l'évolution du facteur de frottement entre les deux valeurs de force de cohésion (cf. *Figure 3.46(b)*) sont retrouvés au niveau du maximum de température au cours de la simulation (cf. *Figure 3.48(a)*).

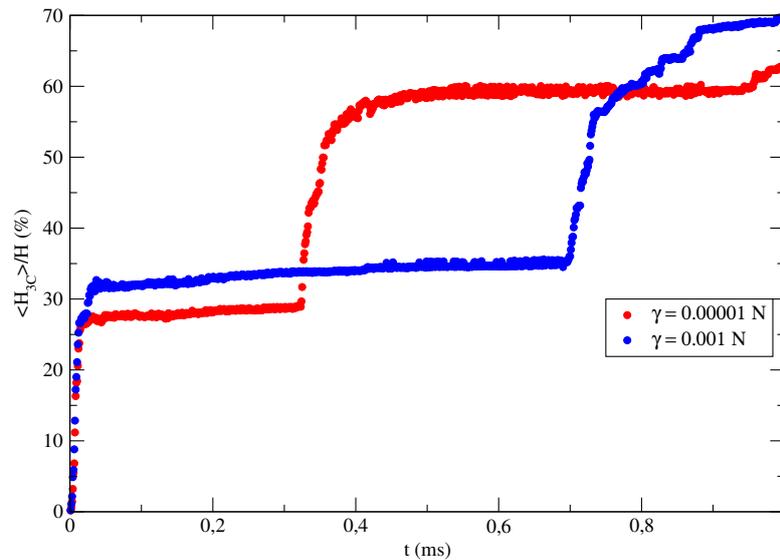


Figure 3.47: évolutions temporelles de l'épaisseur de troisième corps montrant qu'un débit source interne est mécaniquement moins protecteur qu'un débit source externe.

Comme pour la variation de la force de cohésion, il existe ici une compétition entre la génération de chaleur et la conduction de chaleur. Bien que les températures maximales dans tout l'échantillon soient relativement différentes en fonction de la force de cohésion ou de l'épaisseur initiale de troisième corps (*cf. Figure 3.48(a)*), le maximum de température mesuré à la paroi supérieure témoigne d'une équivalence entre les deux valeurs de force de cohésion (*cf. Figure 3.48(b)*). Même si la force de cohésion joue un rôle important dans la conduction de la chaleur en modifiant la conductance thermique de contact, elle a moins d'influence par rapport l'épaisseur initiale de troisième corps. Ce n'est pas parce que l'épaisseur est grande, notamment à partir 5 %, que la température mesurée à la paroi supérieure sera plus faible. En effet, par rapport aux autres cas, une épaisseur initiale fixée à 10 % montre la plus importante température mesurée à la paroi supérieure mais une température maximale dans l'échantillon relativement faible. Ajouté à cette compétition entre génération et conduction de la chaleur entre premiers et troisième corps, il faut également prendre en compte l'influence des conditions limites périodiques favorisant les flux latéraux et réduisant les flux verticaux. Plus l'épaisseur de troisième corps est importante, plus les flux thermiques de recirculation (X_r) sont facilités, et les flux sources interne (X_{si}) et externe (X_{se}) diminués. La température mesurée à la paroi supérieure chute par conséquent légèrement à partir de 10 % d'épaisseur initiale de troisième corps. Les conditions limites impactent donc la thermique des contacts, en particulier lorsque les proportions entre troisième corps et premiers corps varient.

La force de cohésion n'est donc toujours pas suffisante pour s'opposer au caractère isolant lié à l'épaisseur initiale de troisième corps et à son comportement thermique discret. Via les débits et flux de recirculation qui sont de plus en plus grands à mesure que le troisième corps est épais, les conditions aux limites jouent également un rôle crucial sur la thermique du système.

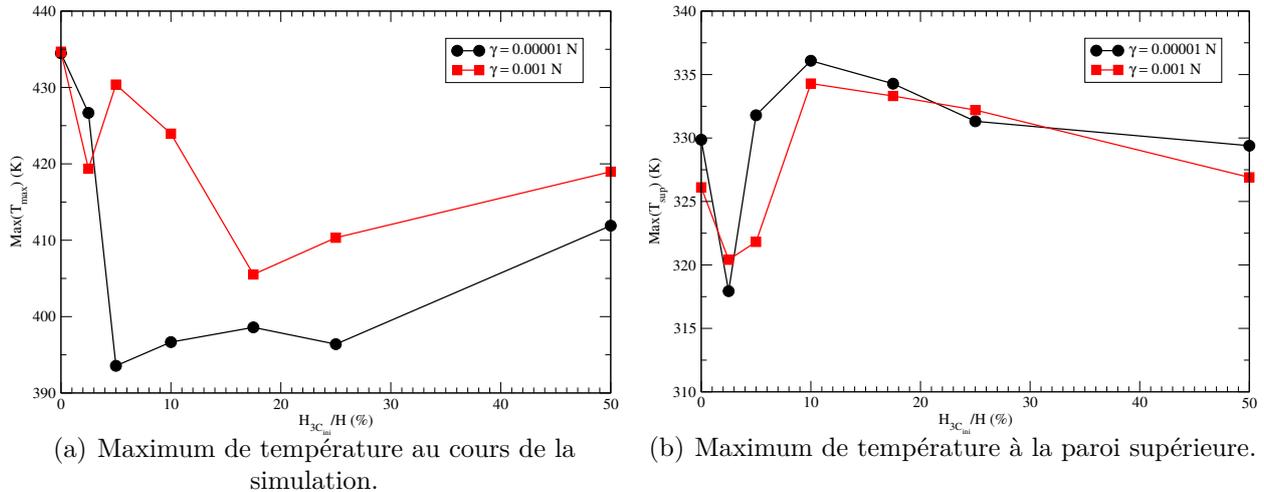


Figure 3.48: compétition entre génération et conduction de la chaleur en fonction de l'épaisseur initiale de troisième corps et pour deux valeurs de force de cohésion $\gamma = 0,00001$ N et $\gamma = 0,001$ N.

V_0 (m/s)	15					
P (MPa)	10					
ρ^p (g/mm ³)	$1,75 \cdot 10^{-3}$					
$\langle r \rangle$ (mm)	0,375					
$H_{3C_{ini}}$ (%)	2,5	5	10	17,5	25	50
I_{ini}	0,19	0,0595	0,0298	0,017	0,0119	0,00595
$H_{3C_{final}}$ (%)	73	12	15	20	28	52
I_{final}	0,00408	0,0248	0,0198	0,0149	0,0106	0,00572

Tableau 3.4: calcul des nombres inertiels I en fonction des épaisseurs de troisième corps cisailées, initiales et finales.

Afin de pouvoir établir un lien avec l'application du freinage, c'est-à-dire évacuer au mieux la chaleur hors du système, conserver l'intégrité de l'échantillon et maximiser le frottement, les paramètres du troisième corps les mieux appropriés s'établissent ici avec :

- une épaisseur initiale de troisième corps portée à 2,5 % ;
- une force de cohésion égale à 10^{-5} N.

3.3.3 Influences du troisième corps en termes de performance de freinage

A l'instar du facteur de frottement, le paramètre de la force de cohésion devient prépondérant sur la décélération dès que $\eta = 0,01$ (correspondant à $\gamma = 10^{-3}$ N) (cf. Figure 3.49(a)). En revanche, cette dernière est peu sensible à l'épaisseur initiale de troisième corps (cf. Figure

3.49(b)). Avoir un troisième corps de plus en plus épais à plutôt tendance à faire diminuer la décélération. Pour une faible valeur de la force de cohésion $\gamma = 10^{-5}$ N, 50 % d'épaisseur est nécessaire pour que ce constat s'inverse. Non seulement, la force de cohésion n'est pas assez grande pour induire un changement de comportement tribologique mais une forte épaisseur de troisième corps peut finalement améliorer la performance de freinage.

La performance de freinage dépend donc de la compétition entre la force de cohésion à l'échelle de l'interaction et l'épaisseur de troisième corps à l'échelle de l'échantillon.

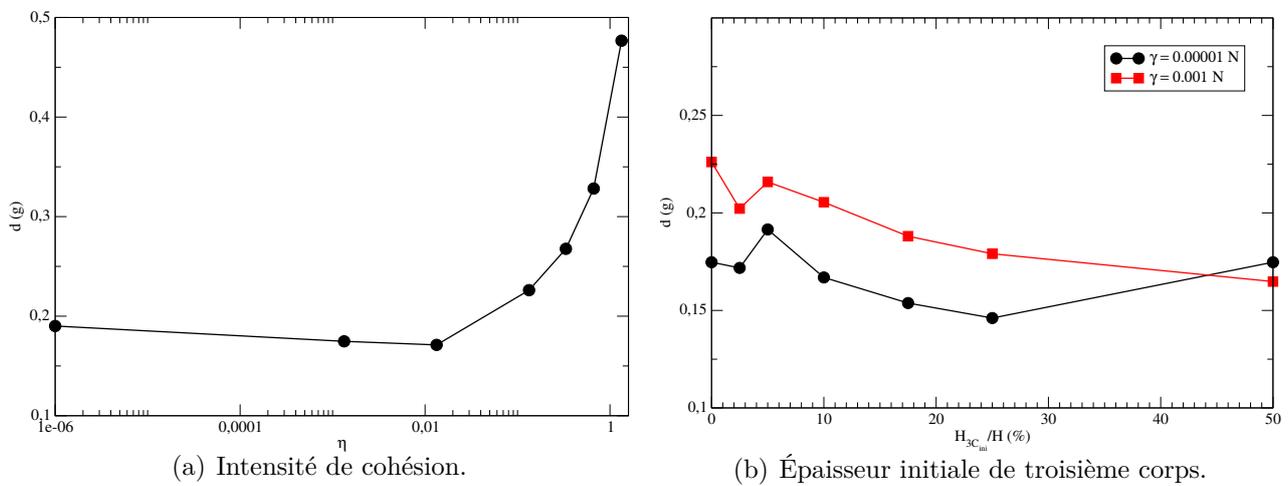


Figure 3.49: performance de freinage (décélération) en fonction des paramètres imposés au troisième corps.

3.4 Compétition entre énergies globales et énergies locales ?

Dans ce chapitre, nous avons porté un regard local sur ce que pouvait être le freinage aéronautique de composites carbone-carbone. Au travers d'un volume élémentaire hétérogène, nous avons pu analyser le comportement thermo-mécanique du système sous sollicitations tribologiques où nous avons séparé :

- le rôle des conditions limites (pression et vitesse appliquées) ;
- des caractéristiques du troisième corps (force de cohésion, épaisseur initiale de troisième corps).

3.4.1 Des faits thermo-mécaniques seuils en cours de freinage...

Afin de récapituler les points essentiels de ce chapitre, revenons sur les évènements thermo-mécaniques survenant lors du freinage d'un échantillon numérique hétérogène (cf. *Figure 3.52*). Au cours du temps, l'action conjuguée de la pression et de la vitesse initiale contraint l'échantillon. L'évacuation de l'énergie dissipée au contact est en grande partie due aux torons rattachés aux premiers corps. Ces torons sont des relais, ou *vecteurs thermiques*, pour conduire la chaleur vers l'extérieur de l'échantillon. De par leurs propriétés thermiques, les torons ont une meilleure conductivité par rapport à celle de la matrice. Cet aspect matériau est décisif car l'agencement des fibres le rend aussi anisotrope.

Les sollicitations rompent assez rapidement les liens unissant les torons et la matrice, forçant les torons à fléchir. La matrice se dégrade également assez facilement, créant de ce fait un débit source de troisième corps. Soumis à l'effet de la vitesse, les torons coincent le troisième corps (*effet de coin*), qui en plus de s'échauffer, recircule localement. Ceci crée une convection locale de troisième corps et provoque une localisation de la chaleur sous forme de *rouleau thermique* (cf. *Figure 3.50*).

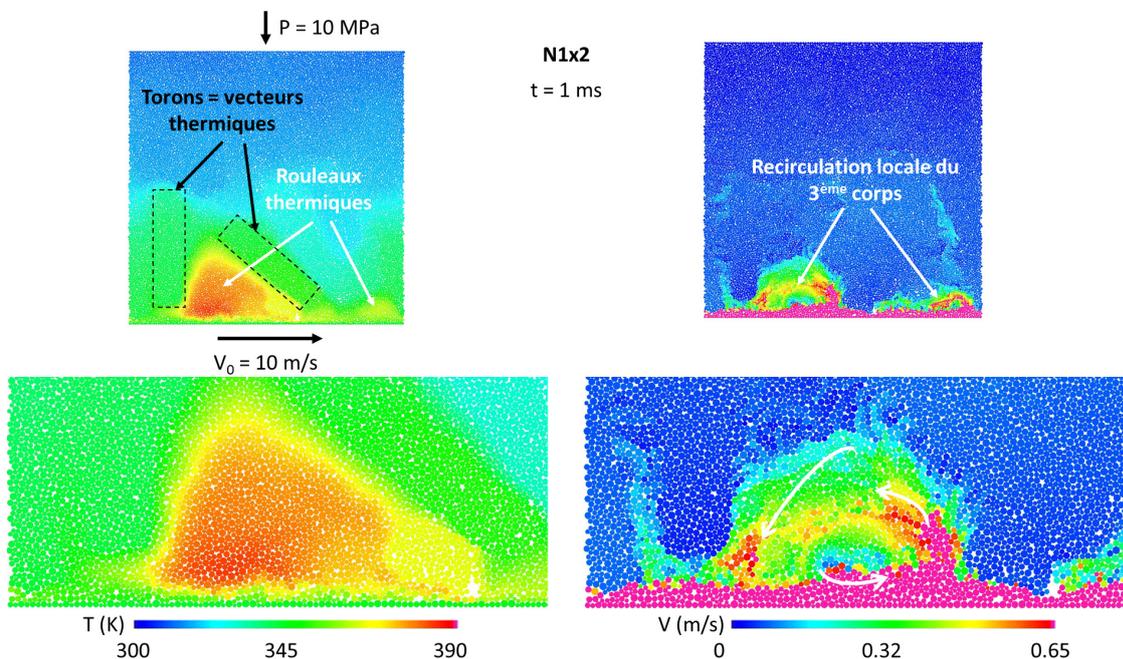


Figure 3.50: phénomènes de *rouleaux thermiques* suite à la recirculation locale du troisième corps, piégé au sein du contact.

Indiquons que le phénomène de *rouleau thermique* est très dépendant des conditions limites. Thermiquement, des essais sous conditions adiabatiques ont montré que la chaleur se diffuse davantage au sein du troisième corps (*cf. Figure 3.51*) par rapport aux cas permettant l'évacuation de la chaleur en dehors du système. Mécaniquement, les conditions limites périodiques empêchent l'évacuation définitive de la chaleur. Ce qui tend à symétriser le champ de température de la couche de troisième corps et réduit la possibilité d'apparition de *rouleaux thermiques*. De plus, l'*effet de coin* est probablement renforcé par la modélisation bidimensionnelle. Si une troisième dimension était intégrée, les torons auraient probablement plus de degrés de liberté. Le piégeage du troisième corps aurait donc plus de chances d'être amoindri, évitant au final l'apparition de *rouleaux thermiques*.

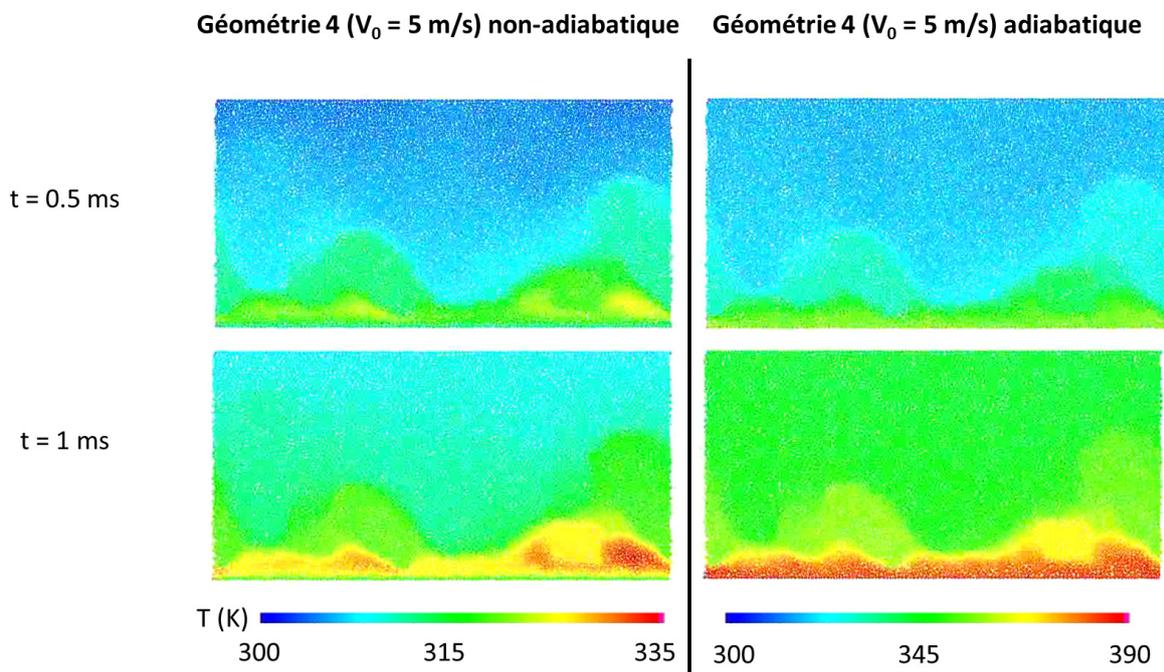


Figure 3.51: visualisation thermique à des instants donnés pour des conditions limites thermiques adiabatiques ou non-adiabatiques.

Lorsque les torons débouchants se rompent sous flexion, ils libèrent des fragments au sein du troisième corps. Si la pression et surtout la vitesse initiale appliquées à l'échantillon sont élevées, ces fragments ont suffisamment d'inertie pour venir labourer le premier corps restant au niveau des torons. Ceci déstabilise de manière importante une certaine épaisseur de l'échantillon. Dans ce cas, des phénomènes brusques en terme d'endommagement, de rhéologie et de température apparaissent mais sont difficiles à prédire. Les mécanismes par lesquels ils surviennent sont bien différents en fonction du paramètre étudié. Nous avons ainsi constaté que la pression aussi bien que la distribution jouent tout autant.

A un certain stade d'endommagement, l'épaisseur de troisième corps devient suffisamment épaisse pour que ses propriétés deviennent non négligeables. Dans notre cas, nous avons vu en

3. Performance de freinage et phénomènes seuils

particulier que le troisième corps peut faire office de barrière protectrice aussi bien d'un point de vue mécanique que thermique, protégeant ainsi le premier corps restant des sollicitations. Cependant, si les interactions entre particules de troisième corps sont très cohésives, la force de cohésion peut faire basculer le comportement tribologique en catalysant la dégradation des premiers corps et créant massivement du troisième corps. La force de cohésion améliore toutefois la continuité thermique et favorise l'évacuation de la chaleur en dehors du système.

Les modifications radicales des comportements thermo-mécaniques, en fonction des valeurs choisies pour les paramètres du modèle et de l'évolution propre du système, nous évoquent des phénomènes physiques seuils.

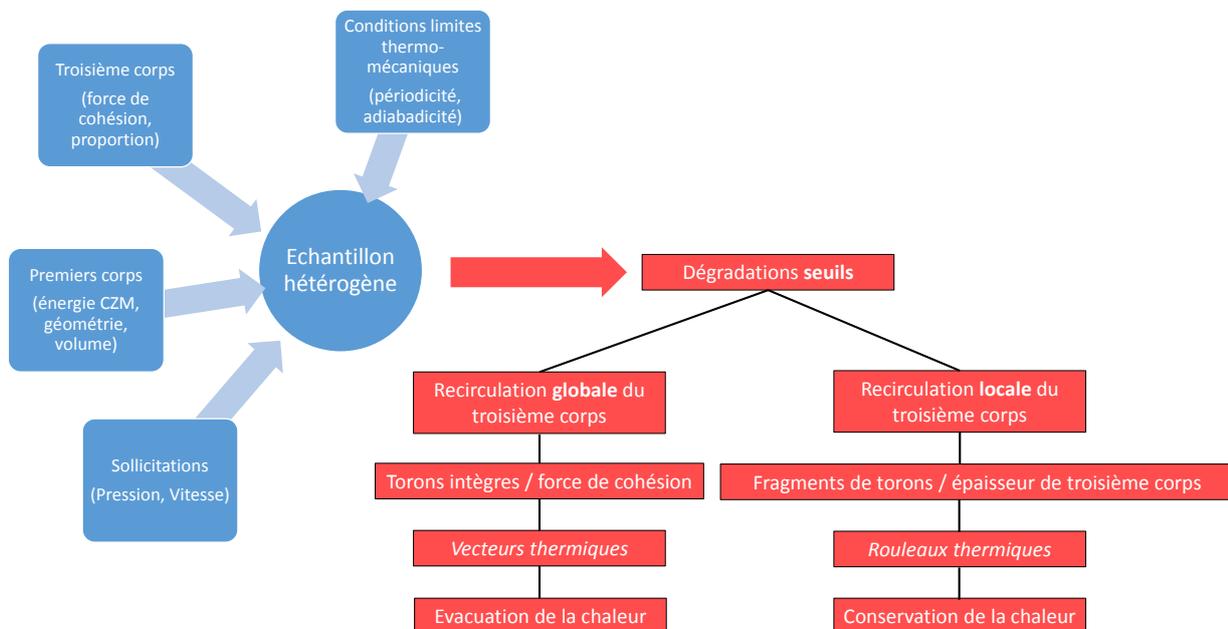


Figure 3.52: scénarios thermo-mécaniques menant aux comportements thermiques isolant ou conducteur.

3.4.2 ...aux (inter)dépendances des paramètres du modèle

Même s'il existe une balance de phénomènes, entre énergies externes apportées au système via les sollicitations tribologiques et les énergies internes au matériau (premiers corps et troisième corps) de par les lois d'interactions, il faut apporter une distinction plus précise à propos des sollicitations sur les résultats thermo-mécaniques. En fonction de la force de

cohésion imposée aux particules discrètes de troisième corps, la pression n'influence pas de la même manière la dégradation de l'échantillon ou la conduction de la chaleur par rapport à la vitesse.

Sous un regard plus industriel, nous avons examiné l'effet des paramètres numériques locaux du côté de la performance de freinage. Expérimentalement difficile à appréhender, l'influence de la force de cohésion est cependant bénéfique à la décélération du système (*cf. Figure 3.53*). Elle est capable de moduler sévèrement l'effet de sollicitations sur le comportement tribologique. Cette force de cohésion symbolise les phénomènes physico-chimiques (*e.g.* effet des liaisons pendantes) impliqués au sein du contact.

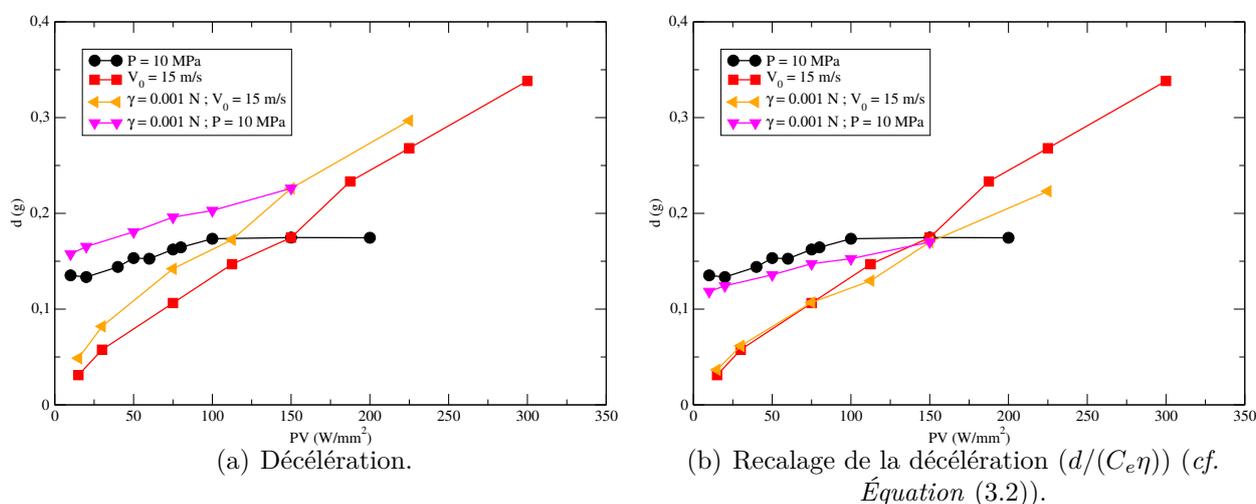


Figure 3.53: évolutions des décéléérations en fonction de différents couples (PV_0) et pour deux forces de force de cohésion $\gamma = 0,00001 \text{ N}$ et $\gamma = 0,001 \text{ N}$.

Néanmoins, la force de cohésion peut avoir un effet favorable ou défavorable sur le refroidissement du frein (*cf. Figure 3.54*). En fonction de la grandeur mesurée, celle-ci peut avoir un caractère plus ou moins "moyennante". Il faut donc prendre des précautions sur d'éventuelles fausses interprétations avec la simplification des évolutions (linéarité).

3.4.3 Vers l'équilibre du triplet et du circuit tribologiques

Grâce à la tribologie numérique, nous avons simulé de nombreuses complexités thermo-mécaniques au sein d'une interface composée de premier corps et de troisième corps. Des difficultés résident dans l'imagination de systèmes expérimentaux pouvant, à l'heure actuelle, aller aussi loin dans la précision de la mesure *in situ*. En relation avec le circuit tribologique, ces modélisations, par la méthode des éléments discrets, ont préconisé de tenir compte de nombreux ingrédients tribologiques afin de mieux comprendre la vie du contact (*cf. Figure 3.55*).

3. Performance de freinage et phénomènes seuils

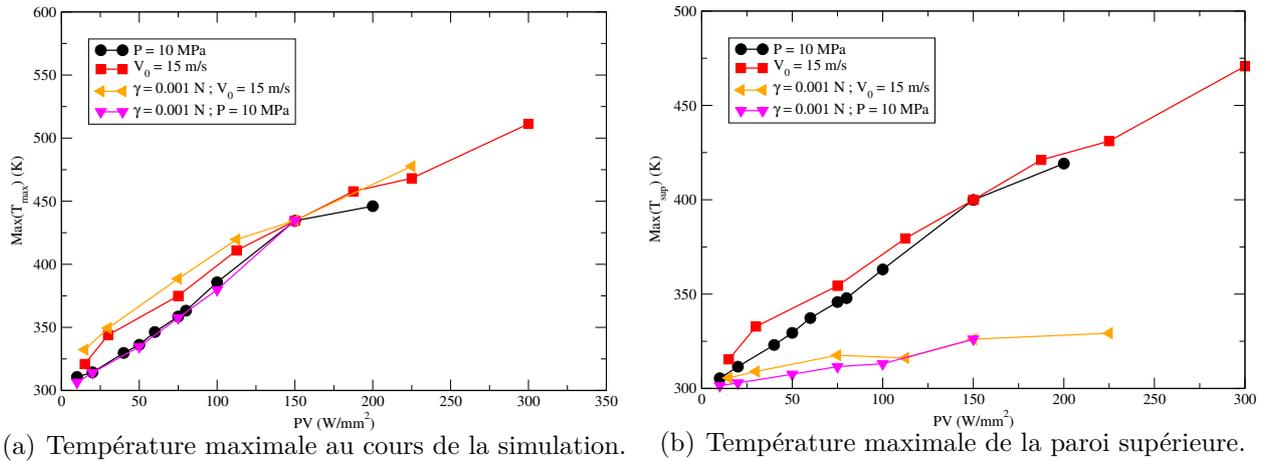


Figure 3.54: évolutions thermiques en fonction de la puissance injectée dans le système (PV_0) et pour deux valeurs de force de cohésion $\gamma = 0,00001$ N et $\gamma = 0,001$ N.

Chaque paramètre, qu'il soit d'ordre mécanique ou thermique, fait tendre le triplet tribologique et le circuit tribologique associé vers un équilibre énergétique. Ces paramètres thermo-mécaniques s'intègrent au sein de compétitions entre énergies globales (pression, vitesse) apportées au système et énergies locales (force de cohésion). Ces compétitions sont nécessaires afin de pouvoir assurer la coexistence des éléments du triplet tribologique (mécanisme, premiers corps et troisième corps) [RIV 15].

Afin de prendre du recul sur les phénomènes multiphysique et rassembler les différentes formes d'énergie circulantes au sein du contact (mécanique, thermique, ...), la notion de *débit énergétique* est proposée. Ce sont ces débits, circulant au sein du contact, qui sont les moteurs de l'avancée du triplet tribologique vers un équilibre énergétique.

Ces allégations sont à confirmer en considérant le débit d'usure (mécanique) et le flux d'usure (thermique). Aussi, connaissant le caractère transitoire des régimes thermo-mécaniques, il manque la définition d'un indicateur local pour caractériser les phénomènes locaux et qui soit intégrable à des échelles supérieures. Nous allons donc pousser d'un cran la complexité des modélisations pour reconstituer un peu plus la réalité d'un contact et "mesurer" plus précisément les événements thermo-mécaniques seuils.

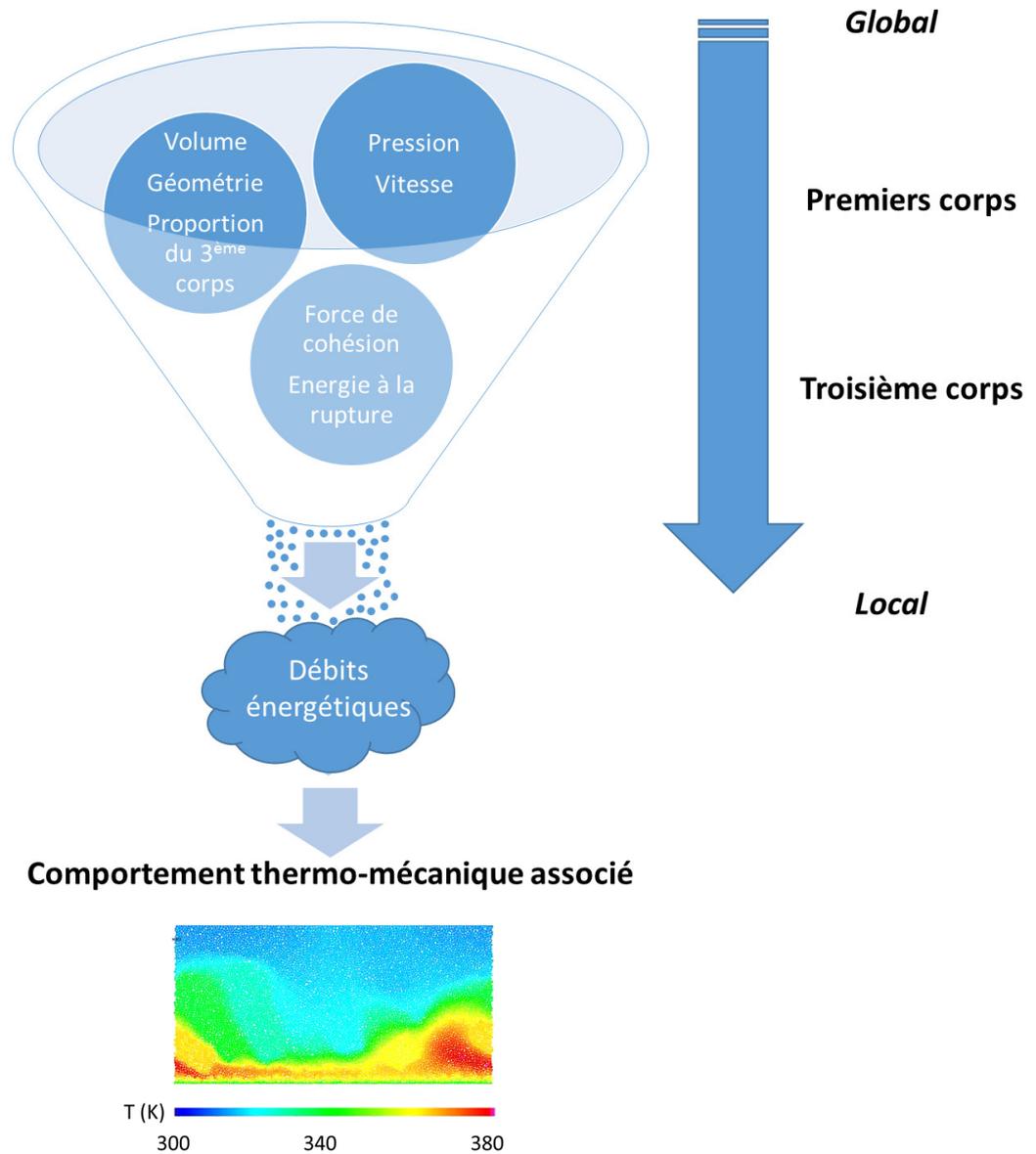


Figure 3.55: enchevêtrements de phénomènes globaux et de phénomènes locaux à l'échelle de l'échantillon aboutissant à un résultat tribologique donné.

Chapitre 4

Endurance et résistance thermique de contact

Développons le circuit tribologique et ajoutons une nouvelle pierre à l'édifice numérique : la mise en place d'un débit d'usure. Ce dernier, déjà étudié dans la littérature d'un point de vue mécanique, aidera à dissiper l'énergie thermique et sera vu comme bénéfique pour la performance de freinage du point de vue de la décélération. Les conversions d'énergie, mieux saisies, nous dirigerons naturellement vers l'écriture de bilans d'énergie d'un contact sec. De nouvelles transitions tribologiques seront observées et nous amèneront à exploiter une définition plus locale de la résistance thermique de contact. Elle nous donnera l'occasion de mieux caractériser les énergies seuils, à l'origine des évolutions des circuits tribologiques énergétiques.

Sommaire

4.1	Compréhension de ce qui anime le circuit tribologique	140
4.2	L'usure comme soutien à la performance de freinage	141
4.2.1	Modélisation explicite de l'usure : quel(s) critère(s) adopter?	141
4.2.2	Usure évolutive	144
4.2.3	Usure instantanée	150
4.2.4	Conséquences d'un même produit Pression \times Vitesse appliqué au système	154
4.2.5	Intégration des phénomènes d'usure dans des codes industriels	158
4.3	Vers le bilan d'énergie d'un contact	159
4.3.1	État de l'énergie dissipée lors du freinage	159
4.3.2	Détails des formes thermo-mécaniques de l'énergie dissipée	160
4.3.3	Parts thermo-mécaniques de l'énergie dissipée en lien avec les premiers corps et troisième corps	163
4.3.4	Intégration des formes d'énergie dans des codes industriels	167
4.4	La résistance thermique de contact (RTC) : une sonde de l'état tribologique	167
4.4.1	Application classique	167
4.4.2	Nouvelle définition	169
4.4.3	Intégration de la RTC dans des codes industriels	174
4.5	Détermination des quantités seuils locales	176

4.1 Compréhension de ce qui anime le circuit tribologique

Dans le chapitre précédent, nous avons réalisé des simulations pour lesquelles le circuit tribologique est incomplet puisque des conditions limites mécaniques ont pour effet de faire recirculer les particules et les flux de chaleur. Nous avons alors mis en évidence la présence de phénomènes seuils entraînant des endommagements et des montées de température soudaines. Ils proviennent de la compétition entre énergies globales appliquées au système et énergies locales réactives aux sollicitations. Ils causent des modifications microstructurales, à la fois géométriques (arrangement des premiers corps et du troisième corps) mais également thermo-mécaniques (phénomènes de *rouleaux thermiques*, *vecteurs thermiques*), qui en transférant plus ou moins bien l'énergie en dehors de l'échantillon (conservation ou dissipation), jouent *in fine* sur la performance de freinage.

Qu'en est-il de ces phénomènes si nous ajoutons la possibilité que de l'usure apparaisse en plus de la recirculation de troisième corps ?

Grâce à la méthode des éléments discrets et la mise en mouvement de particules numériques pouvant être libres les unes par rapport aux autres, il est aisé de modéliser explicitement non seulement le débit interne mais aussi le débit d'éjection à une échelle locale (étude rapprochée dans une région donnée du contact, au niveau des "peaux" des premiers corps et du troisième corps). Les conditions limites périodiques utilisées jusqu'à présent ont permis de prendre en compte exclusivement le débit de recirculation. Les supprimer, pour des conditions numériques établies (critères d'usure), permet la modélisation du débit d'usure (*cf. Figure 4.1*). Premièrement, ce formalisme évite l'introduction d'une loi d'usure macroscopique en entrée de calcul telle qu'une loi de type Archard (*cf. Section 1.3.1.2*), impliquant de nouveaux coefficients à déterminer. Deuxièmement, il laisse libre cours à la définition de critères qui autorisent ou non l'éjection définitive de particules. Ces critères nommés critères d'usure, conditionnent l'évolution thermo-mécanique prise par l'échantillon numérique, selon la façon dont ils sont écrits¹.

A travers ce chapitre, nous nous concentrerons en premier lieu sur les conséquences thermo-mécaniques apportées par le phénomène d'usure selon des critères établis. Le circuit tribologique, ainsi détaillé par les débits mécaniques et les flux thermiques, guidera l'expression de bilans d'énergie. Ces bilans seront décrits selon les natures thermo-mécaniques des premiers corps et du troisième corps, nous octroyant un éclairage sur les phénomènes locaux. Finalement, les évolutions de grandeurs thermo-mécaniques doivent être mesurées. Nous rediscuterons donc de la notion de résistance thermique de contact qui aura pour fonction de sonder les états thermo-mécaniques locaux. Chaque partie présentera des suggestions sur l'application des résultats tribologiques académiques obtenus (résultats locaux), au problème industriel de la simulation du freinage aéronautique (problème global).

1. Quelles sont les grandeurs qui interviennent dans la mise en place du phénomène d'usure ?

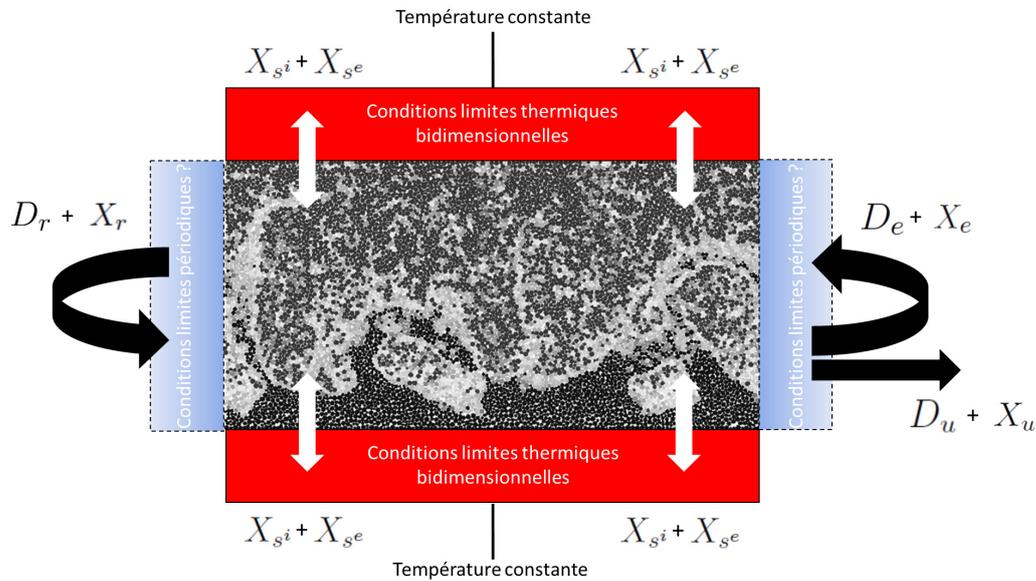


Figure 4.1: complément des conditions limites mécaniques et thermiques avec le débit d'usure ; X_{si} = flux source interne, X_{se} = flux source externe, X_e ou D_e = flux ou débit d'éjection, X_r ou D_r = flux ou débit de recirculation, X_u ou D_u = flux ou débit d'usure.

4.2 L'usure comme soutien à la performance de freinage

4.2.1 Modélisation explicite de l'usure : quel(s) critère(s) adopter ?

Des précautions sont à prendre lorsqu'il s'agit de parler d'usure. Nous ne traitons pas ici d'usure "globale", mesurée de manière expérimentale, par exemple avec une balance. Nous parlons d'usure "locale", vis-à-vis de la taille de l'échantillon numérique qui est un grossissement de l'interface de contact. Ceci signifie que nous nous plaçons dans des conditions spécifiques où de nombreux scénarios d'usure ont la possibilité de se produire d'une région du contact à une autre [CHA 13a].

Une question inéluctable nous vient à l'esprit : quel(s) critère(s) autorise(nt) ou non l'éjection définitive de particules ? Compte tenu de l'enchevêtrement des phénomènes physiques au sein d'un contact, nous pouvons penser que ce critère agit au niveau de nombreuses propriétés des particules. Ces propriétés peuvent être d'ordre géométrique (taille, hauteur), mécanique (cinématique, rigidité), thermique (dilatations) ou physico-chimique (cohésion). Avant d'arriver un jour à définir un critère reliant tous ces paramètres (et sûrement bien d'autres si de nouvelles grandeurs sont caractérisées par d'autres voies²), nous définissons pour le moment des critères arbitraires. Ces derniers sont basés soit sur l'état d'endommagement de la particule (nommé BE), soit sur sa vitesse (BV) ou encore sa hauteur dans l'échantillon (BH).

2. Théorique, numérique ou expérimentale ?

Avant de les expliciter, nous proposons de considérer deux possibilités d'user les échantillons numériques. Ces possibilités sont établies en lien avec ce qu'il pourrait se produire dans l'application du freinage :

- une usure **évolutive** pour laquelle des particules disparaissent à partir d'un temps de simulation, donc en cours de freinage ;
- une usure **instantanée** pour laquelle une quantité déterminée de particules disparaît à un instant donné reproduisant l'évacuation définitive du troisième corps s'opérant lors de la séparation des disques entre deux freinages (ouverture du contact).

De ce qui précède, nous déduisons la nécessité d'affecter une valeur au temps d'activation de l'usure t_u et une valeur au nombre de particules ayant la possibilité de disparaître N_u si elles respectent par la suite un critère d'usure donné. Nous proposons alors trois critères qui se basent sur les caractéristiques des particules tels que leur endommagement (BE), leur vitesse (BV) ou leur hauteur (BH).

Plus précisément, pour l'usure évolutive, à chaque instant, nous comptabilisons soit les particules qui sont uniquement libres (*i.e.* $\beta_i = 0$) (critères BE et BV), soit les particules qui sont libres et qui se trouvent en deçà d'une hauteur limite y_{lim} (critère BH), fixée par l'utilisateur. Au temps t_u (choisi ici à 0,5 ms)³, en fonction du critère, nous mémorisons alors le nombre de particules comptabilisées N_u , qui servira de "réservoir" de particules à éjecter définitivement. Nous ajoutons la possibilité de prendre seulement un certain pourcentage de N_u ; cas que nous avons fait varier uniquement pour le critère BE . Par exemple, 30 % de N_u ($BE = 30\%$) compose le nombre de particules pouvant être potentiellement éjectées définitivement du contact.

Chaque particule p est caractérisée, entre autres, par des coordonnées (x_p, y_p) , une vitesse V_p , et une intensité d'endommagement β_{i_p} . Ainsi, à partir de $t > t_u = 0,5$ ms, tant que N_u (ou un certain pourcentage pour le critère BE) n'est pas nul, pour toute particule franchissant les conditions limites latérales de l'échantillon (x_{lim}), nous regardons ses caractéristiques (*cf.* *Figure 4.2*) :

- si $\beta_{i_p} = 0$ alors le critère en endommagement BE est satisfait ;
- si $y_p < y_{lim}$ alors le critère en hauteur BH est satisfait ;
- si $V_p < \% V_{inf}$ alors le critère en vitesse BV est satisfait.

Pour le critère BV , V_{inf} représente la vitesse de la paroi inférieure (rotor). Par exemple pour une particule possédant moins de 60 % de la vitesse de la paroi inférieure et franchissant les conditions limites latérales ($BV = 60\%$), elle est éjectée définitivement quelque soit le statut de sa variable d'endommagement β_i . Concernant le critère BH , soit une particule franchissant les conditions limites latérales, le critère ne portant que sur la hauteur de la particule y_p par rapport à une hauteur limite y_{lim} , le statut concernant son état d'endommagement n'importe

3. Ce temps est choisi de manière à visualiser à la fois l'action du débit de recirculation jusqu'à la moitié du temps total de simulation mais aussi l'action du débit d'usure pour l'autre moitié et donc son impact sur les évolutions thermo-mécaniques locales.

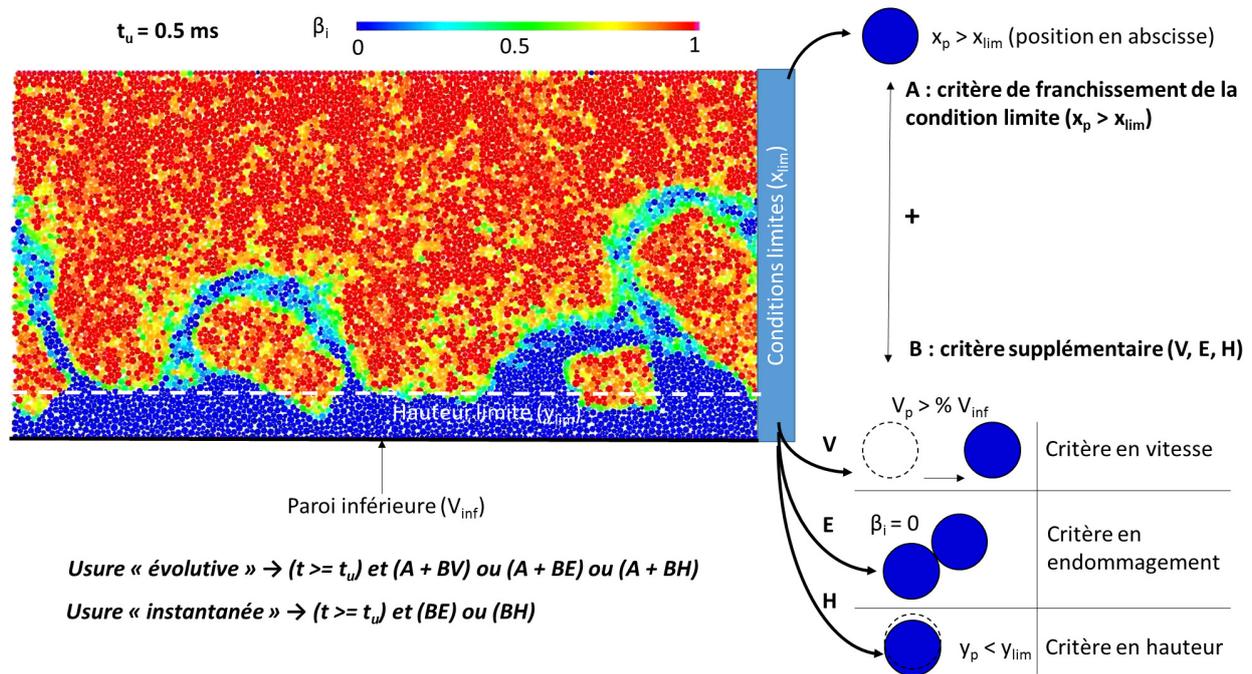


Figure 4.2: quel critère d'usure adopter ? critères d'usure évolutive ou instantanée ?

pas. Par exemple, y_{lim} peut valoir 15 % de la hauteur initiale de l'échantillon, ce qui est noté $BH = 15 \%$ alors que la hauteur de troisième corps y est inférieure. Autrement dit, si les critères BV et BH choisis sont actifs, il est possible d'éjecter, parmi les N_u particules comptabilisées, des fragments continus ou endommagés de particules tels que des fragments de torons. Chaque critère proposé (BH , BE ou BV) est donc précis et conditionné différemment non seulement en fonction du nombre de particules comptabilisées (BE) à un temps donné (t_u), potentiellement "usables", mais également sur le choix des caractéristiques propres aux particules (hauteur BH , vitesse BV , endommagement BE).

Lorsque qu'une particule satisfait les conditions qui permettent son éjection définitive, nous la rendons numériquement "invisible"⁴ et nous retranchons d'une unité le nombre N_u . A mesure que la simulation avance, si N_u est nul, tous les critères d'usure deviennent inactifs. Le débit d'éjection est donc de nouveau, exclusivement composé du débit de recirculation. Les conditions limites périodiques redeviennent alors opérationnelles.

Pour l'usure *instantanée*, à $t = t_u = 0,5 \text{ ms}$, nous comptabilisons directement un nombre de particules satisfaisant :

- BE si $\beta_{ip} = 0$ quelque soit la valeur de y_p ou V_p ;
- BH si $y_p < y_{lim}$ quelque soit la valeur de β_{ip} ou V_p ;

4. La particule n'apparaît plus dans la liste des corps.

Comparativement à l'usure évolutive, nous ne définissons pas ici de critère basé sur la vitesse (BV). En effet, si nous considérons que l'usure instantanée caractérise les phénomènes se produisant entre deux freinages, lors de l'ouverture des disques, alors l'avion est le plus souvent à l'arrêt ou à faible vitesse (*e.g.* freinage de taxiage, *cf.* *Section 1.1.1*). Ceci implique qu'un critère d'usure basé sur la vitesse est donc bien moins pertinent par rapport aux autres critères BE et BH .

L'usure instantanée agit directement sur le débit interne et à un pas de temps donné, rendant invisible les particules concernées. Le débit d'usure sera non nul uniquement pour un pas de temps et le débit de recirculation sera donc réactivé dès que $t > t_u$. Se retrouvant subitement à une certaine distance, les corps en contact risquent d'interagir sévèrement de par les sollicitations, provoquant des endommagements importants amenant à ne plus vérifier le critère d'acceptation (*cf.* *Section 3.1.2*). Afin de comprendre l'effet de l'usure sur les comportements thermo-mécaniques, compte tenu de la hauteur dorénavant assez variable en cours de simulation, nous choisissons de ne nous affranchir, dans ce paragraphe, du critère d'acceptation.

Par ailleurs, afin de pouvoir distinguer plus efficacement l'effet de l'usure sur l'évolution des comportements thermo-mécaniques, nous soustrairons des mesures globales (*i.e.* $\langle \mu \rangle$, β , T_{max} et $T_{inf} - T_{sup}$ ⁵) réalisées avec les critères d'usure, les mesures des mêmes cas sans usure.

4.2.2 Usure évolutive

Sous hypothèse d'appliquer des critères d'usure évolutive, nous choisissons de simuler des configurations où $P = 10$ MPa et $V_0 = 5$ m/s avec les autres paramètres numériques fixés vus dans le *chapitre 3* (*cf.* *Tableaux 3.1 et 3.2*).

Des distinctions apparaissent d'un point de vue mécanique où, par rapport aux critères BE et BH , celui en vitesse BV accélère davantage l'endommagement à partir du temps t_u (*cf.* *Figure 4.3(a)*). En effet, les particules qui ont une vitesse d'au moins 30 % de celle de la paroi inférieure sont abondantes : ce qui facilite leur éjection définitive. Plus les particules sont nombreuses à être éjectées, plus la couche de troisième corps met du temps à se reconstituer. En outre, nous observons peu de différences entre les différents critères en hauteur BH . La différence de hauteur imposée ne semble pas suffisante pour déséquilibrer et endommager brusquement l'échantillon. Une certaine épaisseur de troisième corps, générée par le débit source, joue un rôle protecteur vis-à-vis de l'intégrité des premiers corps. En ce qui concerne l'évolution du facteur de frottement au cours du temps, celui-ci subi des sauts provenant de l'activation de l'usure à $t = 0,5$ ms mais aussi provenant des endommagements successifs liés aux dégradations seuils des premiers corps. En moyenne, il est en revanche difficile de dire qu'il existe un écart en termes de valeurs, par rapport au cas sans usure. Malgré une différence de hauteur d'échantillon liée à l'usure, cela montre donc que le système cherche un équilibre de manière à pouvoir retourner vers une valeur de facteur de frottement optimale. (*cf.* *Figure*

5. Pouvant être noté ΔT .

4.3(b)).

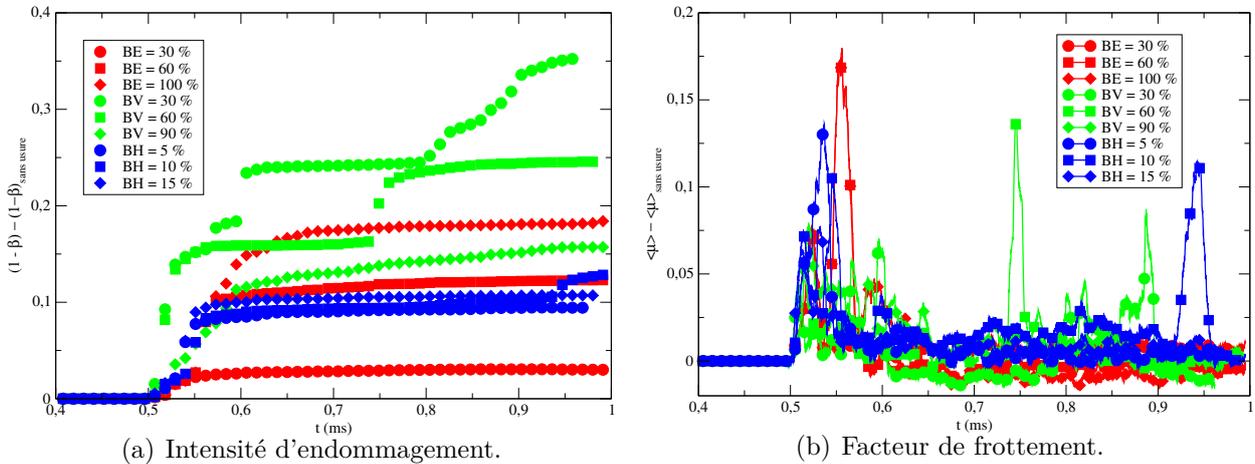


Figure 4.3: évolutions temporelles des intensités d'endommagement et des facteurs de frottement pour une usure évolutive ($P = 10$ MPa, $V_0 = 5$ m/s).

Les résultats thermiques prouvent que chaque critère d'usure a un impact différent sur la température. Les résultats, calculés avec les critères $BE = 30\%$, $BH = 5\%$ et $BH = 10\%$, montrent des températures maximales plus élevées par rapport au cas sans usure, illustrant la mauvaise évacuation de la chaleur. De tels critères sont alors plus restrictifs que d'autres, diminuant le débit d'usure (cf. Figure 4.8(b)) et pouvant provoquer un échauffement supplémentaire en aidant l'activation de *rouleaux thermiques* plus intenses. Pour les autres critères, nous remarquons que l'usure est bénéfique dans l'évacuation de la chaleur hors du contact grâce à l'éjection définitive de particules chaudes (Figure 4.4). Par exemple, le critère $BV = 90\%$ autorise l'évacuation de particules rapides, proches de la vitesse de la paroi inférieure, donc étant les plus énergétiques et nécessairement les plus chaudes.

L'usure doit atteindre un certain niveau pour pouvoir être bénéfique sur la dissipation d'énergie thermique grâce à l'évacuation de particules de troisième corps et au réarrangement des premiers corps et du troisième corps. Elle doit assurer l'éjection définitive d'une quantité donnée de troisième corps pour que des fragments de torons puissent venir labourer les premiers corps et venir les dégrader (cf. Figures 4.5 et 4.6). Les torons liés au premiers corps, étant plus raccourcis, ils sont moins aptes à pourvoir induire des *effets de coin* piégeant le troisième corps et le faisant recirculer localement (*rouleaux thermiques*). Néanmoins, même si la hauteur de l'échantillon diminue, modifiant donc le gradient de température entre les parois, la diminution de la longueur des torons implique en théorie qu'ils soient aussi moins propices à conduire la chaleur. Il faut alors conserver un compromis entre intégrité de l'échantillon et conditions qui limitent la présence de *rouleaux thermiques*. Par exemple entre les cas où $BE = 30\%$ et $BE = 100\%$ (cf. Figure 4.5), augmenter le débit d'usure évite au champ thermique de s'auto-entretenir par recirculation locale de troisième corps et d'être plus intense.

4. Endurance et résistance thermique de contact

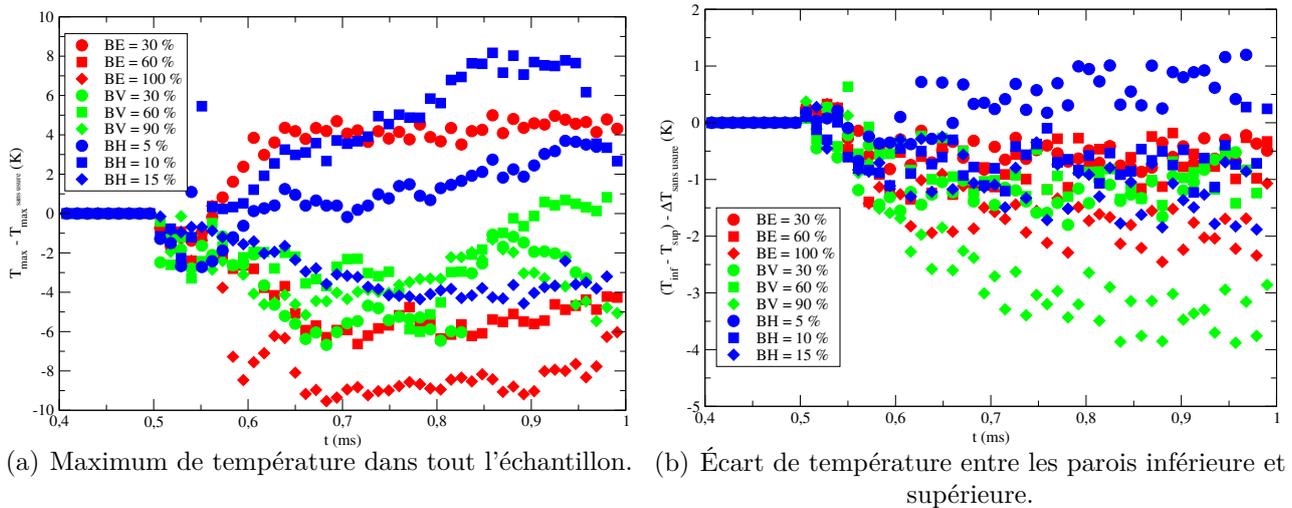


Figure 4.4: résultats thermiques en fonction du temps pour une usure évolutive ($P = 10$ MPa, $V_0 = 5$ m/s).

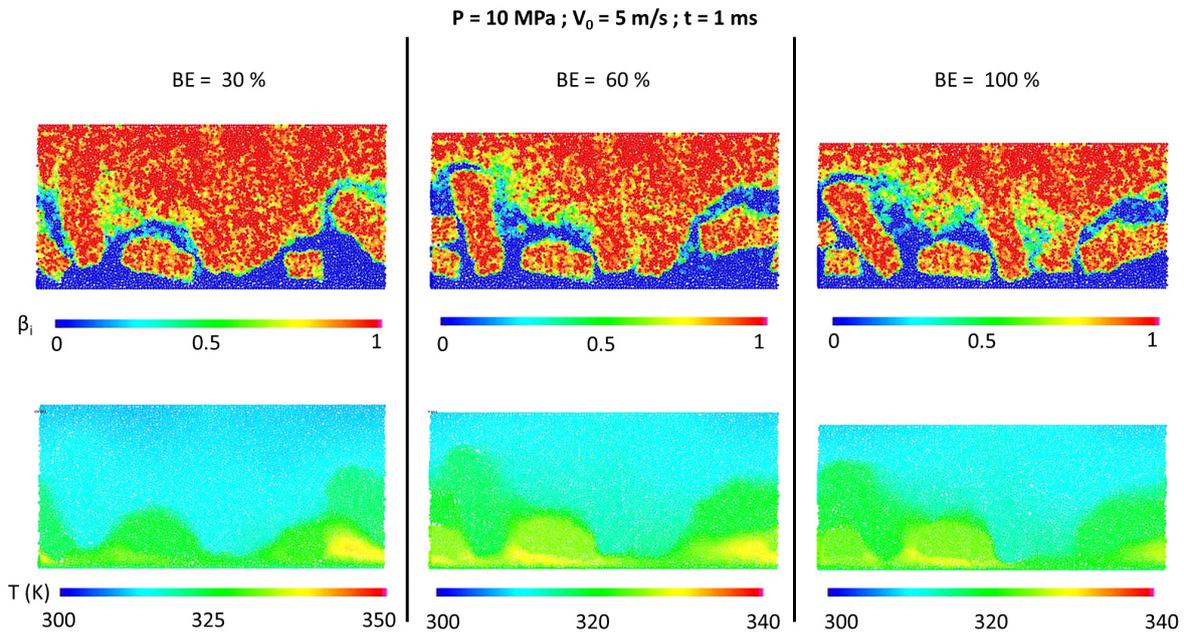


Figure 4.5: visualisations thermo-mécaniques à 1 ms pour le critère BE avec une vitesse appliquée de 5 m/s et une pression de 10 MPa.

Ce constat serait à moduler si un échantillon, ayant des conditions limites adiabatiques, est utilisé. Nous reprenons alors le cas décrit au *chapitre 3* (cf. *Figure 3.51*), où nous déclenchons

l'usure spécifiquement à 1 ms (sur 2 ms de simulation). Le champ thermique est plutôt uniforme et l'usure aide clairement à refroidir le troisième corps près de la paroi inférieure (cf. *Figure 4.6*). Lorsque le critère ne s'applique plus, les fragments de torons labourent les premiers corps, qui aident à brasser plus de troisième corps et à de nouveau échauffer l'échantillon.

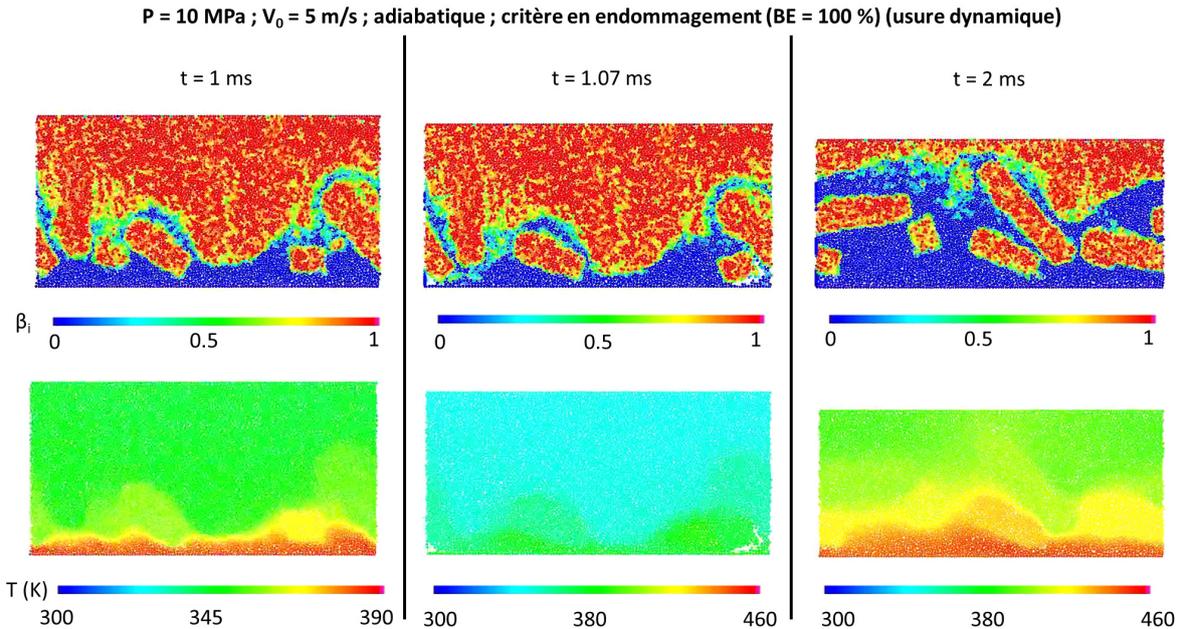


Figure 4.6: visualisations thermo-mécaniques pour une vitesse appliquée de 5 m/s et des conditions limites adiabatiques.

Dans le but d'appréhender les liens entre les résultats thermo-mécaniques et l'usure, étudions l'évolution des débits mécaniques et des flux thermiques. Rappelons et vérifions que le système d'équations des débits de particules au sein du circuit tribologique mécanique est équilibré :

$$\begin{cases} D_e = D_r + D_u, \\ D_s + D_r = D_i + D_u. \end{cases} \quad (4.1)$$

Nous traçons alors en fonction du temps, pour un critère donné ($BE = 100\%$), le rapport entre N_x , le nombre de particules rattachées à chaque forme de débit x (e.g. N_s pour le nombre de particules sources, N_u pour le nombre de particules d'usure, ...) et N_0 , le nombre de particules totales initiales de l'échantillon (ici égal à 8889). Le calcul des différents termes des équations d'équilibre nous amène à vérifier la conservation des débits (cf. *Figure 4.7(a)*). Thermiquement, l'étude temporelle des flux, en particulier la chute de la valeur du flux interne X_i , signale une évacuation thermique sur 0,1 ms (10 % du temps total de la simulation) et montre une amplification du flux source interne X_{si} (cf. *Figure 4.7(b)*). Elles découlent, lors de l'usure, de l'affaissement de l'échantillon et d'une génération de chaleur accentuée par l'impact

des particules contre la paroi inférieure.

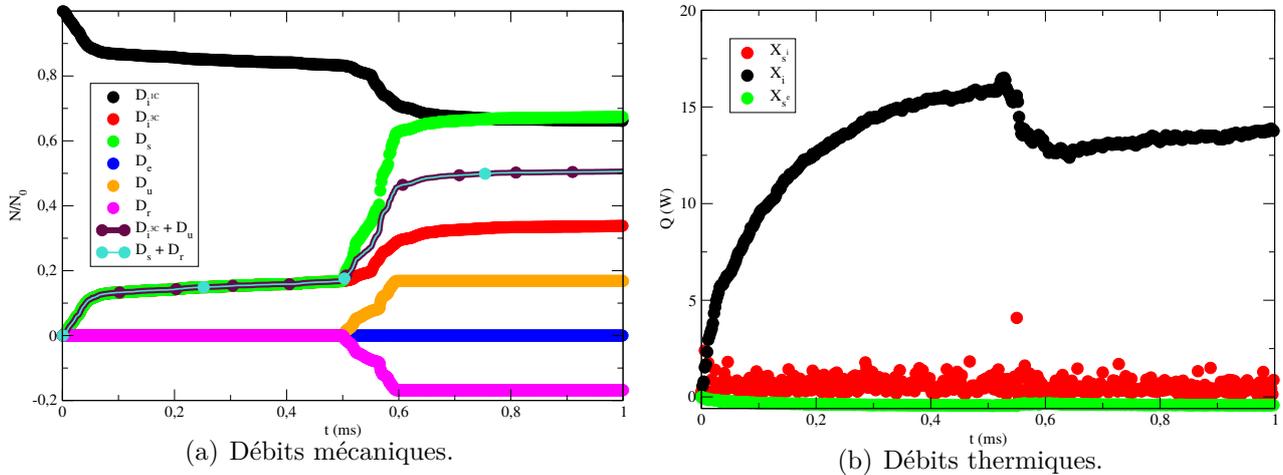


Figure 4.7: conservation des débits thermo-mécaniques pour une usure évolutive ($P = 10$ MPa, $V_0 = 5$ m/s, $BE = 100$ %).

L'observation plus détaillée des différents débits indique qu'une attention uniquement portée sur l'intensité d'endommagement n'est pas complètement satisfaisante. Si l'évolution temporelle de l'intensité d'endommagement (*cf. Figure 4.3(a)*) rejoint l'évolution temporelle du débit source de troisième corps dans l'ordre des courbes (*cf. Figure 4.8(a)*), cette dernière fournit une distinction plus nette entre les critères, en particulier pour le critère BH . Ainsi, grâce à un débit d'usure "modéré", le critère BH aide à mieux réguler le débit source de troisième corps par rapport aux critères BE et surtout BV . Par ailleurs, nous remarquons que la moins bonne évacuation de la chaleur pour les critères $BE = 30$ %, $BH = 5$ % et $BH = 10$ %, par rapport au cas sans usure et vue à travers les résultats thermiques en fonction du temps (*cf. Figure 4.4*), s'explique par un plus petit débit d'usure (*cf. Figure 4.8(b)*).

Des critères différents, qui portent chacun sur une caractéristique numérique ^a particulière des particules (endommagement, vitesse, hauteur), engendrent des possibilités d'usure différentes. Il faut donc trouver un critère satisfaisant un compromis entre une usure nécessaire pour dissiper l'énergie via l'évacuation de la chaleur, tout en conservant l'intégrité de l'échantillon. Dans notre travail, il semble que le critère $BH = 15$ %, autorisant l'évacuation d'une certaine hauteur de l'échantillon, satisfait le mieux ce compromis.

^a. Avant d'envisager à l'avenir la définition de critères physiques.

En traçant les évolutions temporelles des débits internes de premiers corps et de troisième corps, ceux-ci traduisent une hiérarchie plus prononcée entre les critères par rapport à celle vue au niveau des débits sources (*cf. Figure 4.9*). Les proportions atteintes sont quasiment identiques pour les critères $BE = 30$ % avec $BH = 15$ % et $BV = 90$ % avec $BE = 100$

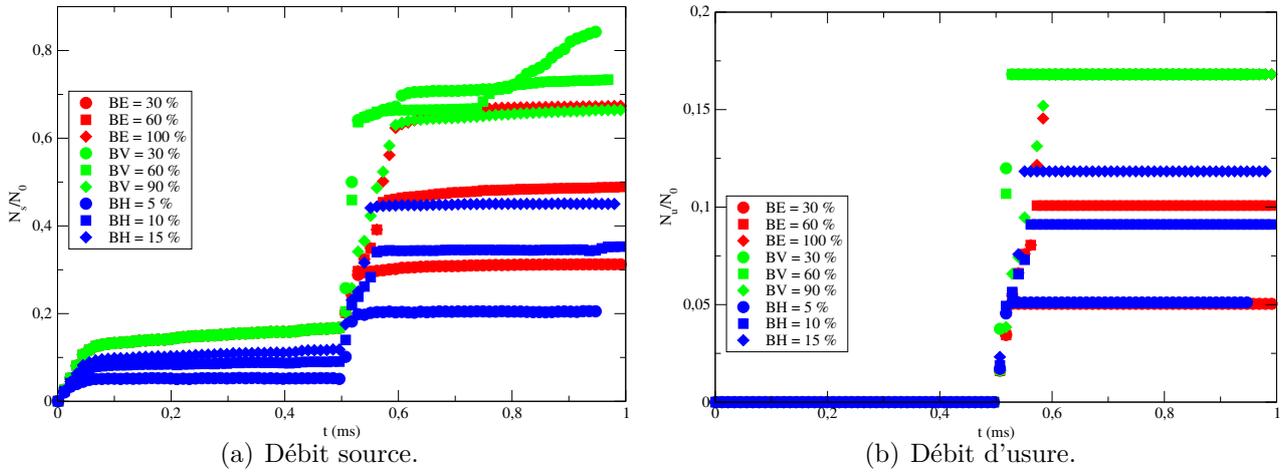


Figure 4.8: débits source et d'usure en fonction du temps pour une usure évolutive ($P = 10$ MPa, $V_0 = 5$ m/s).

%. Cette régularité des débits internes, par rapport aux débits sources, résulte de leur caractérisation plus globale des écoulements des premiers corps et du troisième corps. Ils sont donc moins sujets à comptabiliser les changements brusques de microstructure (proportion des premiers corps et du troisième corps).

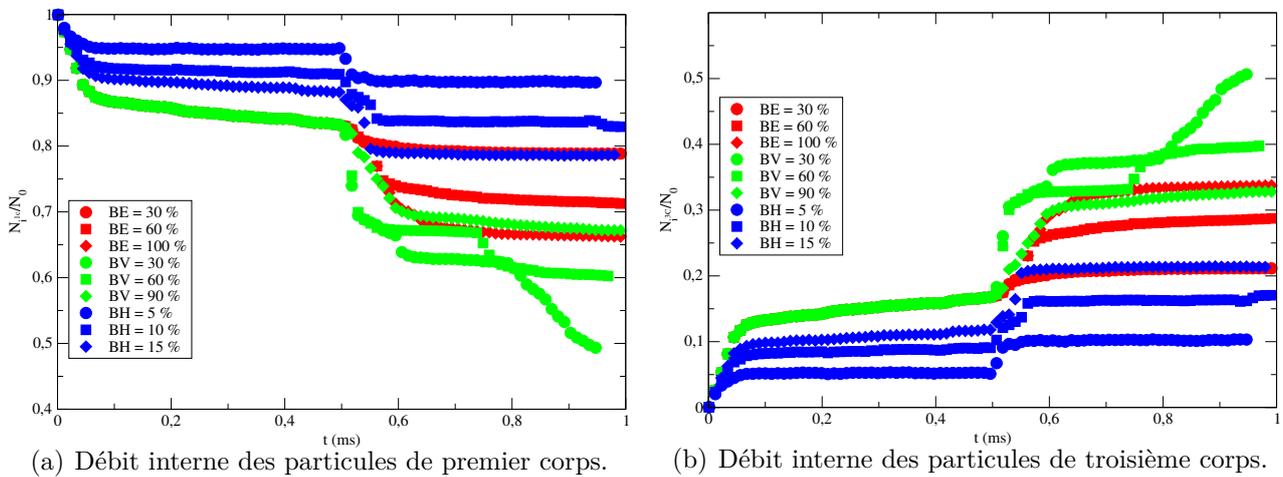


Figure 4.9: débits internes en fonction du temps pour une usure évolutive ($P = 10$ MPa, $V_0 = 5$ m/s).

En fonction du critère évolutif adopté, les temps sur lesquels le débit d'usure est activé (temps effectif d'usure noté t_{usure}) sont variés. Ce temps montre la vitesse à laquelle le nombre de particules potentiellement éjectables diminue. Les résultats soulignent que les mécanismes thermo-mécaniques locaux sont différents (*cf.* Figure 4.10(a)). Pour les critères *BE* et *BV*, les

courbes sont monotones : plus le critère est "souple", moins il faudra de temps pour évacuer définitivement les particules de troisième corps concernées. En revanche, le critère $BH = 10\%$ permet une usure moins rapide par rapport au critère $BH = 15\%$. Pour ce dernier, ceci provient d'une hauteur limite plus élevée touchant au volume des premiers corps. En effet, le critère d'usure $BH = 15\%$, satisfaisant le compromis entre évacuation de la chaleur et dégradation modérée, permet non seulement l'évacuation des fragments de torons dans le troisième corps mais également une partie des torons sains des premiers corps, accélérant le processus d'usure.

L'effet de l'usure sur la performance de freinage dévoile premièrement que des valeurs intermédiaires pour les critères BH et BV sont préférables et deuxièmement qu'une évacuation des particules par rapport à leur hauteur (BH) tient le meilleur compromis entre la performance de freinage et l'endurance (usure) (quitte à perdre un peu plus de matériau sain) (*cf. Figure 4.10(b)*). Ici, bien que le critère $BH = 15\%$ ne soit pas le plus performant du point de vue de la décélération, il reste tout de même honorable. De plus, le critère en endommagement BE est intéressant : ayant le moins d'effet sur la décélération, il signifie qu'endommager de manière importante l'échantillon, via le débit source de troisième corps, n'est pas la meilleure manière pour dissiper efficacement de l'énergie. Les premiers corps sont donc infructueusement dégradés et la forte épaisseur de troisième corps, plutôt discrète, est également peu propice à l'évacuation de la chaleur.

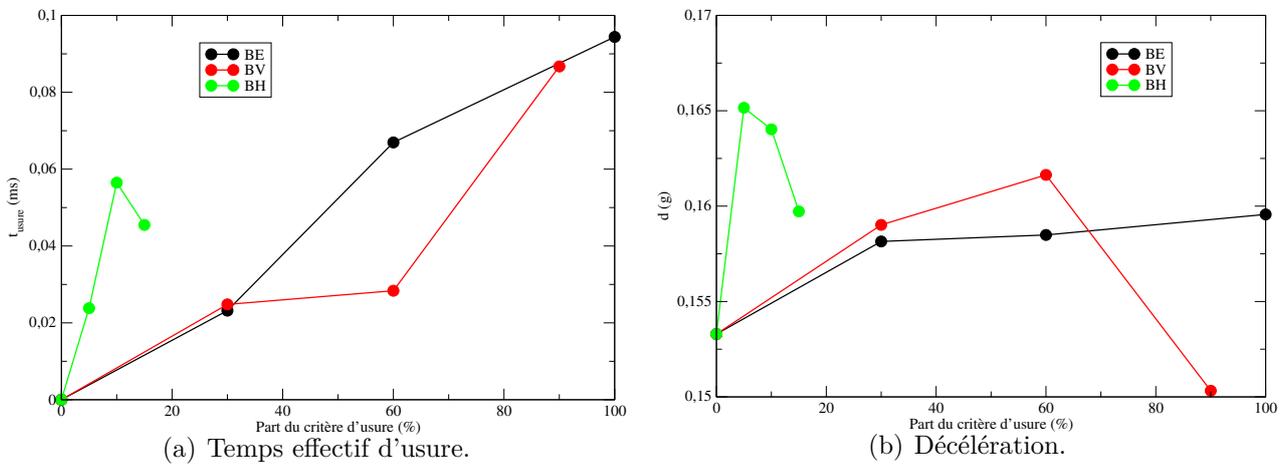


Figure 4.10: temps effectif d'usure et performance de freinage (décélération) en fonction des parts d'un critère d'usure évolutive ($P = 10$ MPa, $V_0 = 5$ m/s).

4.2.3 Usure instantanée

Par rapport à l'usure évolutive, l'usure instantanée montre que l'évolution temporelle du facteur de frottement est perturbée au temps t_u (*cf. Figure 4.11(b)*) avant que ce dernier ne

retombe vers des valeurs asymptotiques. En moyenne, les valeurs sont légèrement plus élevées que le cas sans usure. En effet, l'éjection définitive et instantanée des particules, dont l'intensité d'endommagement β_i est nulle (BE) ou, qui se situent en deçà d'une certaine hauteur de l'échantillon (BH), provoque un impact direct du reste du premier corps (stator) contre la paroi inférieure (rotor). Les endommagements sont donc assez sévères, faisant interagir davantage les corps en contact. Dans le cas du critère BE , au temps $t_u = 0,5$ ms, le premier corps supérieur (stator) se retrouve avec une limite inférieure de courbure très aléatoire (par rapport au critère BH où cette limite est droite et horizontale). Ceci est dû, entre autres, à la présence de fragments de torons supplémentaires (dont leurs particules possèdent une variable d'endommagement $\beta_i \neq 0$) (cf. *Figure 4.12*).

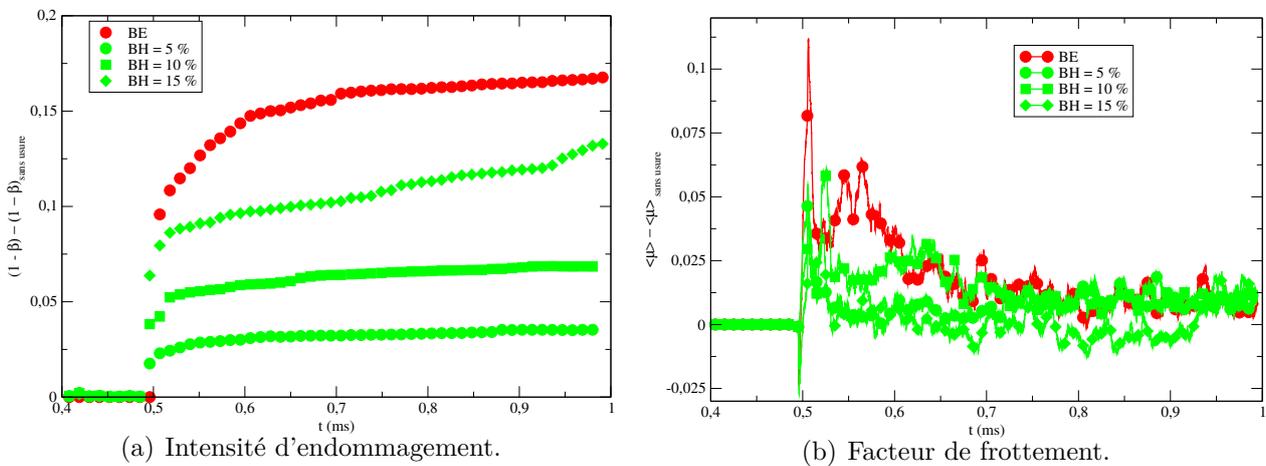


Figure 4.11: évolutions temporelles des intensités d'endommagement et des facteurs de frottement ($P = 10$ MPa, $V_0 = 5$ m/s).

L'énergie d'interaction entre les premiers corps est donc plus accrue et provoque un débit source de troisième corps plus marqué (cf. *Figure 4.11(a)*). Ce débit source génère un troisième corps dont ses fonctions mécaniques aident à la stabilisation du facteur de frottement. Parmi ses fonctions, le troisième corps agit dans la portance (normale au contact) et l'accommodation du différentiel de vitesses (tangentielle au contact) entre les premiers corps.

Les résultats en température illustrent aussi l'accompagnement de l'usure dans la dissipation d'énergie (cf. *Figure 4.13*). Le refroidissement de l'échantillon est plus accentué à mesure qu'une quantité plus prononcée de troisième corps sort définitivement du contact. Ajouté à cela, l'épaisseur totale de l'échantillon, d'autant plus fine que celui-ci est usé, aide à réduire la distance à parcourir des flux de chaleur. Cette diminution d'épaisseur est aussi un élément important, permettant d'évacuer plus efficacement la chaleur hors du contact.

Ici encore, le critère $BH = 15$ % est le plus avantageux en termes de refroidissement, par rapport à BE . Ceci émane du contact moins brutal entre les premiers corps, dû à la géométrie

4. Endurance et résistance thermique de contact

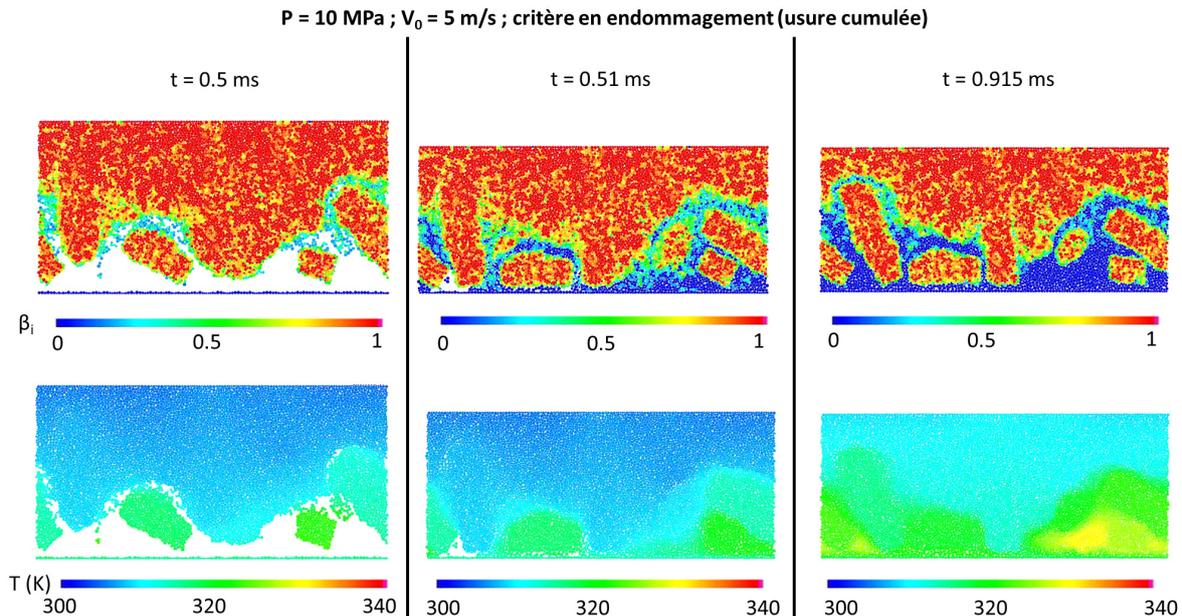


Figure 4.12: scénarios thermo-mécaniques avec l'évolution du critère BE pour une usure instantanée.

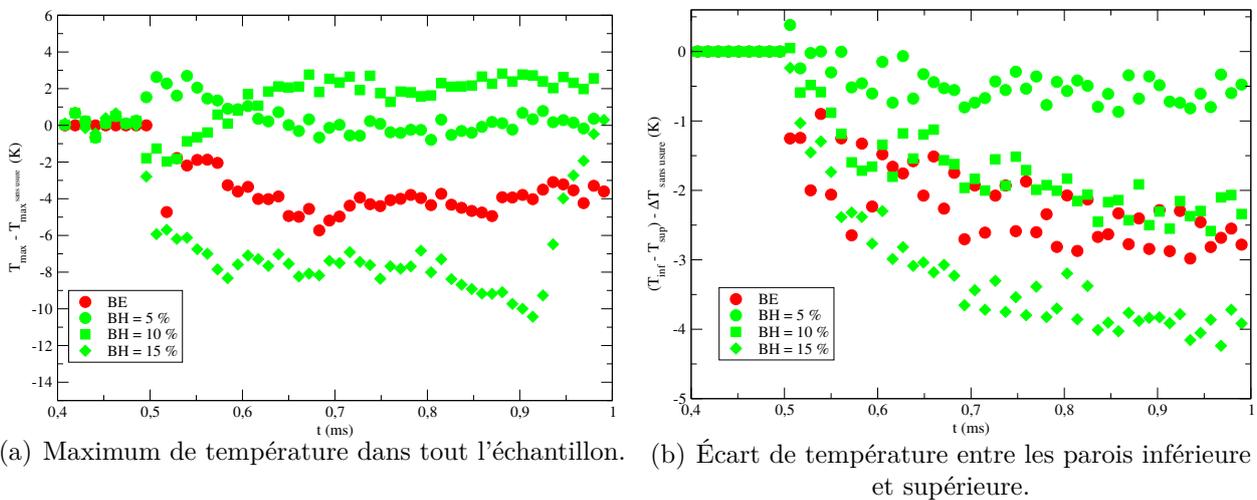


Figure 4.13: résultats thermiques en fonction du temps pour une usure instantanée ($P = 10 \text{ MPa}$, $V_0 = 5 \text{ m/s}$).

horizontale de la limite inférieure du stator, qui chauffe donc moins l'échantillon. Ce critère BH a aussi l'avantage de réduire la quantité de troisième corps "piégé" entre les fragments de torons, réduisant la possibilité de générer rapidement des *rouleaux thermiques* (cf. Figure 4.14). Il joue donc positivement sur la continuité thermique dans le troisième corps en abaissant

l'impact des fragments de torons. Moins de chaleur est donc susceptible d'être emmagasinée au sein de l'échantillon.

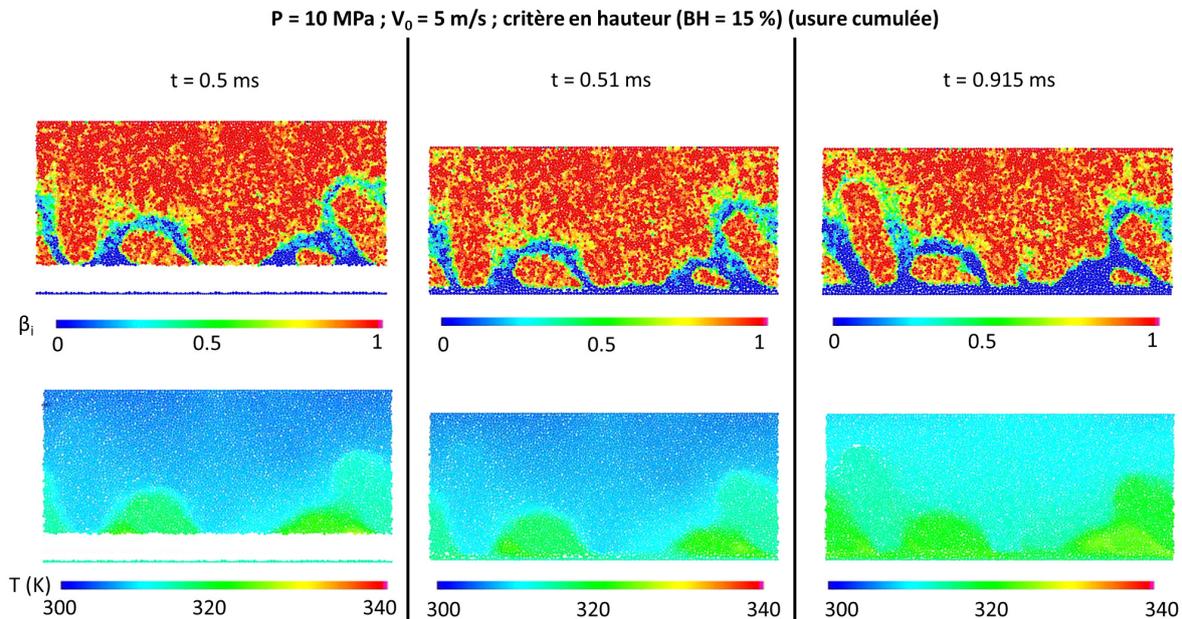


Figure 4.14: scénarios thermo-mécaniques avec l'évolution du critère BH pour une usure instantanée.

En fin de simulation ($t = 0,9$ ms), le rôle de l'usure comme dissipateur d'énergie s'estompe. Le critère $BH = 15$ % révèle en effet une remontée de température au niveau du cas sans usure (cf. *Figure 4.13(a)*). L'échantillon est alors revenu à un arrangement entre premiers corps et troisième corps analogue au cas sans usure. Enfin, les critères $BH = 5$ % et $BH = 10$ % sont comparables au cas sans usure, avec une hiérarchie inversée selon l'indicateur thermique mesuré. Par conséquent, le choix de dernier est décisif car la mesure de l'écart de température entre les parois inférieure et supérieure confère une hiérarchie cohérente des évolutions. Cela demeure plus délicat concernant les mesures temporelles des températures maximales au sein de l'échantillon.

En matière de performance de freinage, le critère BE est celui qui permet le mieux à la paroi inférieure de décélérer (cf. *Figure 4.15*). Cet ordre des critères témoigne que la dissipation d'énergie est facilitée par la suppression des particules libres, discrètes de troisième corps. A t_u , associé à l'évacuation de particules chaudes, le redémarrage important du débit source, par la présence d'obstacles tels que les fragments de torons, consomme de l'énergie et facilite la décélération. Par rapport à l'usure évolutive, ces tendances contraires témoignent de la subtilité des phénomènes en cours de freinage ou entre deux freinages : le critère $BH = 15$ % signale ainsi une performance similaire au cas sans usure. Nous pouvons penser, malgré une usure plus

significative vis-à-vis des critères $BH = 5\%$ ou $BH = 10\%$, que la faible génération thermique en est à l'origine (cf. Figure 4.13(a)).

Mesurer la performance de freinage se déduit donc de la conjugaison des dissipations d'énergie d'origine mécanique des premiers corps (endommagement), des dissipations d'origine thermique du troisième corps et des dissipations émanant de l'usure. Pour cette dernière, le cadre d'étude (*i.e.* usure évolutive ou usure instantanée) doit être choisi avec précaution car les tendances thermo-mécaniques sont opposées.

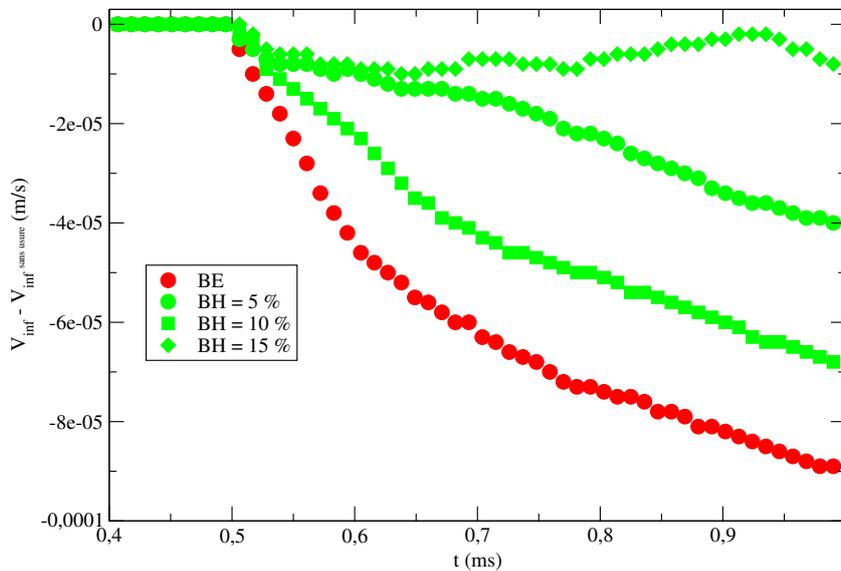


Figure 4.15: variations de vitesse pour une usure instantanée, aidant à la dissipation de l'énergie cinétique ($P = 10$ MPa, $V_0 = 5$ m/s).

4.2.4 Conséquences d'un même produit Pression \times Vitesse appliqué au système

L'étude détaillée dans le chapitre précédent (cf. Section 3.2.3), sur l'influence de l'énergie injectée à l'échantillon par le produit de la pression et de la vitesse appliqué (PV_0), est reconduite. Afin de pouvoir étudier les phénomènes d'usure le plus longtemps possible (cf. Figure 4.10(a)), nous adoptons le critère d'usure évolutive $BE = 100\%$ à $t_u = 0,5$ ms et comparons également les résultats avec ceux sans usure.

Les tendances sont très disparates (cf. Figure 4.16). Si l'influence de la vitesse, sans usure, déclenche les seuils d'endommagement déjà vus, l'effet de l'usure les modère en fonction du temps t_u . Pour le cas $P = 10$ MPa, $V_0 = 8$ m/s, à $t = 0,75$ ms, l'usure ralentit l'endommagement nécessaire à satisfaire l'équilibre du contact et donc à créer une certaine épaisseur de troisième

corps. Ce fait se ressent au niveau de l'évolution du facteur de frottement qui a tendance à diminuer. L'endommagement est finalement identique à celui du cas sans usure. A produit PV_0 identique, l'usure déclenche l'endommagement de l'échantillon qui devient asymptotique avec $P = 8$ MPa, $V_0 = 10$ m/s. Ce n'est pas parce que la pression est plus faible, ou que l'endommagement joue peu dans le cas sans usure, que ce dernier le sera également avec la mise en place de l'usure. L'intensité d'endommagement est donc très sensible au produit PV_0 et à l'usure.

Dans le chapitre précédent, nous avons vu que les conclusions thermo-mécaniques pouvaient être différentes pour un même produit PV_0 , selon les valeurs données à la pression et à la vitesse appliquées. A présent, nous montrons que l'effet de l'usure inverse complètement les tendances des cas vus sans usure.

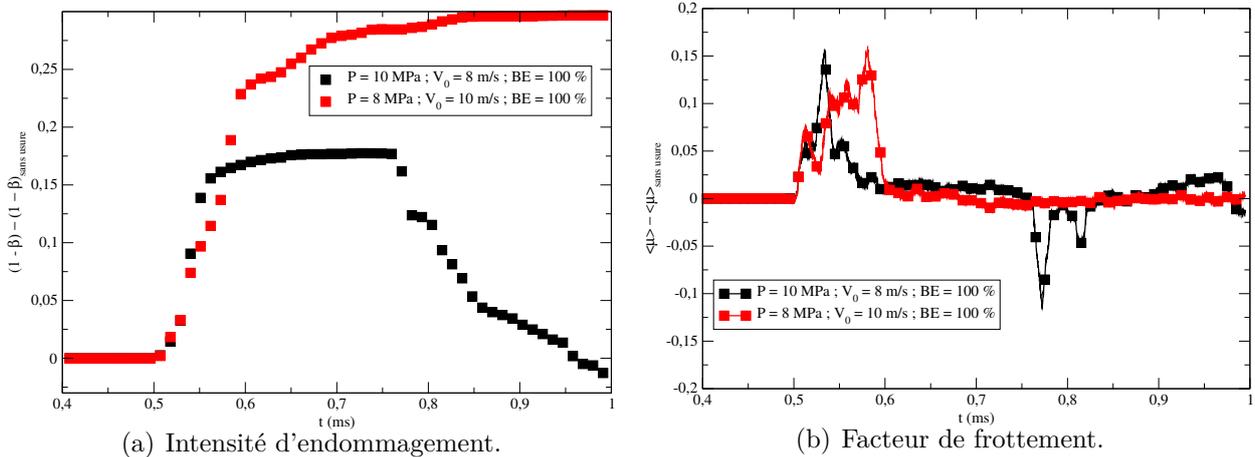


Figure 4.16: évolutions temporelles des intensités d'endommagement et des facteurs de frottement pour une usure évolutive et un même produit PV_0 .

L'effet d'un même produit PV_0 est moins significatif du côté thermique (*cf. Figure 4.17*). Les évolutions temporelles des températures sont bien distinguées entre $P = 10$ MPa, $V_0 = 8$ m/s et $P = 8$ MPa, $V_0 = 10$ m/s. Le caractère dissipatif de l'usure est visible et induit une chute thermique à partir de $t = 0,5$ ms. L'écart est ensuite rattrapé au niveau des cas sans usure, dénotant l'influence possible des flux de recirculation pour acheminer et emmagasiner l'énergie thermique dans le système.

L'observation plus précise du scénario thermo-mécanique associé au couple $P = 10$ MPa, $V_0 = 8$ m/s (critère $BE = 100$ %), après le déclenchement de l'usure ($t_u = 0,5$ ms), témoigne du décalage temporel des phénomènes thermo-mécaniques (*cf. Figure 4.18*). L'éjection irréversible des particules dont $\beta_i = 0$, aide à l'affaissement de l'échantillon et amène les fragments de torons à venir labourer les premiers corps (*cercle noir en trait plein*). Ajouté à cela, les endroits, où l'épaisseur de troisième corps est insuffisante, sont propices à la rencontre directe

4. Endurance et résistance thermique de contact

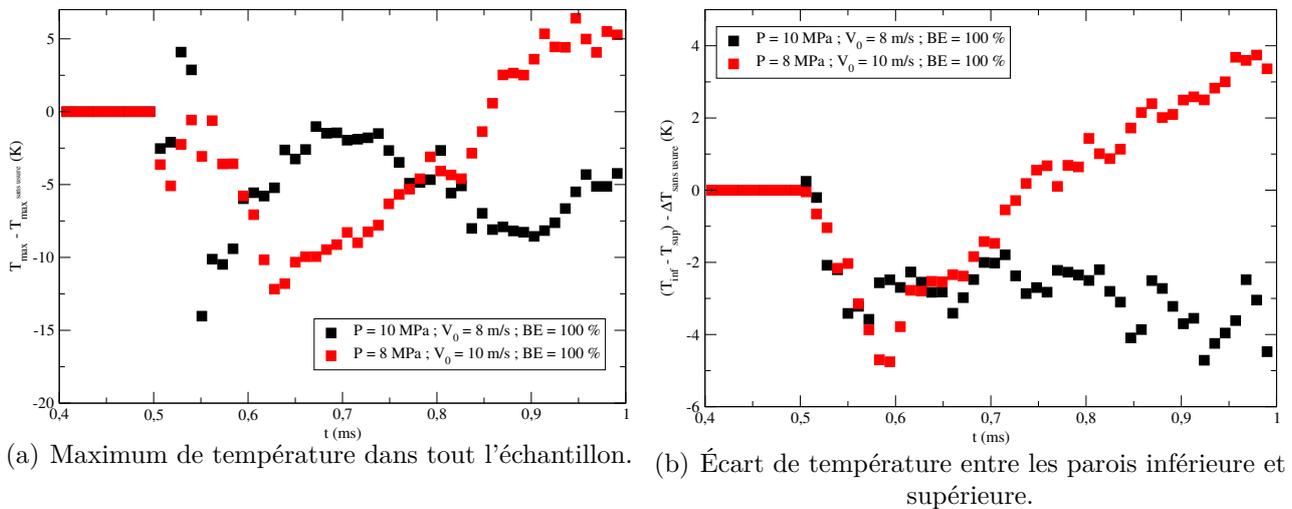


Figure 4.17: résultats thermiques en fonction du temps pour une usure évolutive et un même produit PV_0 .

entre les deux premiers corps (stator et rotor) (*cerle noir en pointillés*). En conséquence, la dégradation de l'échantillon est plus accrue et satisfait plus rapidement le critère d'usure.

Dans cette partie, il a été montré que de nombreux critères d'usure sont définissables. Basés sur des considérations en termes de hauteur, de temps, d'endommagement ou de vitesse des particules, chaque critère est à l'origine de débits spécifiques amenant des conséquences thermo-mécaniques bien particulières. Même si la réalité paraît coupler vitesse, endommagement, temps ou position, il semble que le critère d'usure numérique en vitesse (BV) soit le plus représentatif de la physique. En effet, il représente l'énergie cinétique des particules de troisième corps pouvant être suffisante pour qu'elles soient éjectées définitivement hors du contact. Ce critère BV a d'ailleurs le plus d'effet sur la dégradation de l'échantillon (*cf. Figure 4.3(a)*). A mesure que les particules sont éjectées rapidement du contact, la couche stabilisatrice de troisième corps met plus de temps à se reformer.

Les critères en endommagement BE et en hauteur BH sont probablement reliés à d'autres grandeurs considérées ici comme la force de cohésion (physico-chimie) ou la pression locale (mécanique). Bien entendu, de tels critères dépendent de la taille du volume considéré ou encore du temps d'activation. Ayant des régimes transitoires et des différences de résultats thermo-mécaniques entre un échantillon deux fois plus haut et un échantillon deux fois plus long, les comportements thermo-mécaniques seront variables. Participant aux phénomènes dissipatifs, l'usure agit comme un soutien à la performance de freinage (*cf. Tableau 4.1*). C'est-à-dire qu'évacuer définitivement des particules de troisième corps hors du contact (débit d'usure) aide à générer de nouvelles particules (débit source) et donc à induire des phénomènes thermo-mécaniques (endommagements brusques, *vecteurs thermiques*) qui dissipent d'autant plus l'énergie cinétique. Du fait d'endommagements plus grands, la décélération semble

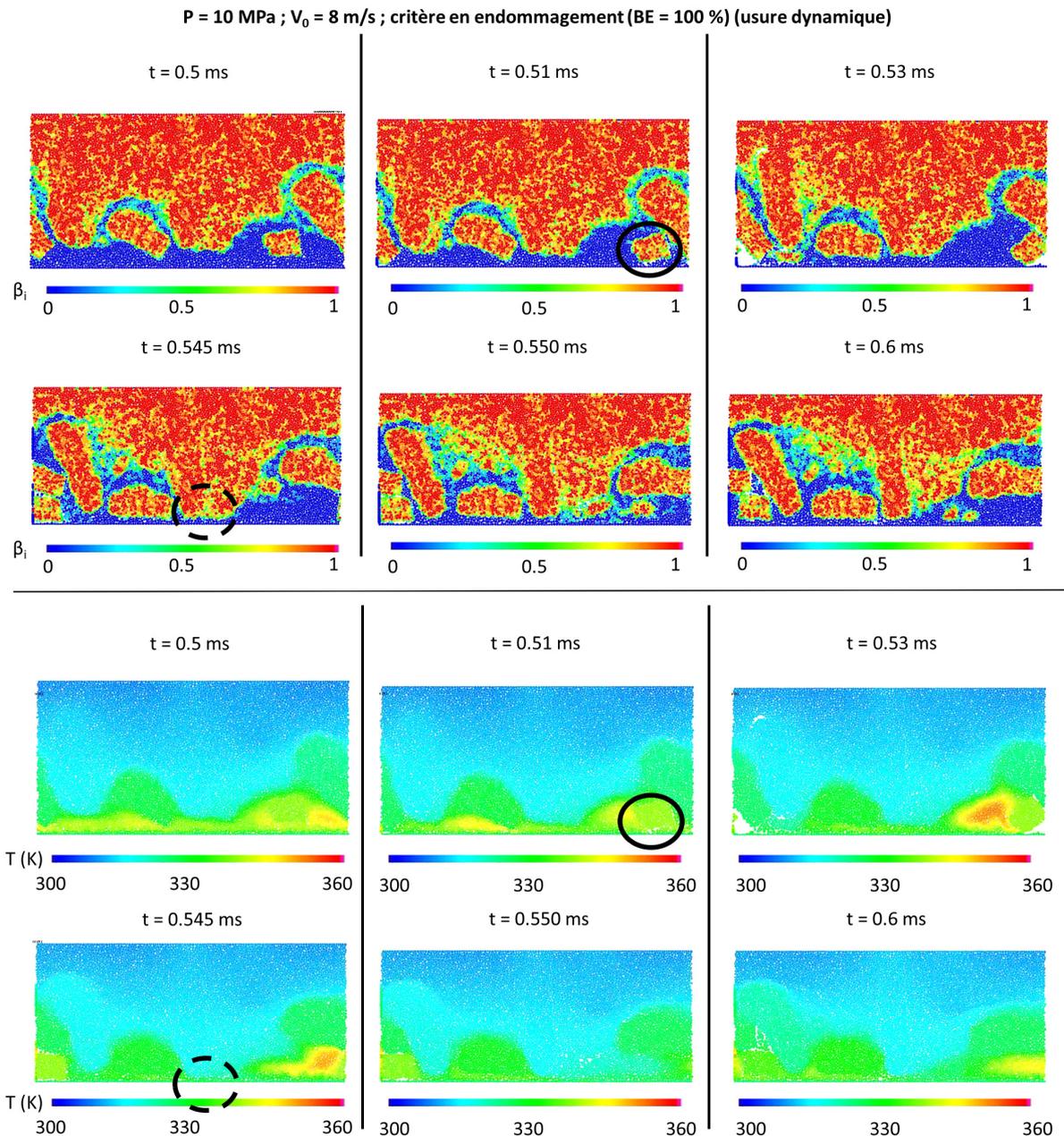


Figure 4.18: scénarios thermo-mécaniques à une vitesse de 8 m/s et une pression de 10 MPa pour le critère $BE = 100 \%$.

d'autant plus marquée que la puissance injectée dans l'échantillon s'accroît. Néanmoins, cette dernière ne doit pas être trop importante au regard de la taille de l'échantillon numérique et de la conservation de son intégrité.

$P; V_0$	d (g)
10 MPa ; 8 m/s	0,165
8 MPa ; 10 m/s	0,143
10 MPa ; 15 m/s	0,175
15 MPa ; 10 m/s	0,245
Critère $BE = 100 \%$	d (g)
10 MPa ; 8 m/s	0,171
8 MPa ; 10 m/s	0,152
10 MPa ; 15 m/s	0,204
15 MPa ; 10 m/s	0,261

Tableau 4.1: décélération favorisée par l'usure en fonction du produit PV_0 pour le critère $BE = 100 \%$.

4.2.5 Intégration des phénomènes d'usure dans des codes industriels

Une synthèse des résultats précédents témoigne des réelles difficultés à choisir un critère d'usure physique et de comprendre que les tendances ne sont pas forcément monotones (*cf. Figure 4.10*). En portant un regard sur l'effet des critères BH et BV dans le cadre de l'usure évolutive, une usure excessive n'est pas forcément favorable à la performance de freinage. Nous pourrions alors penser que permettre d'user davantage, c'est dissiper plus. Or, l'usure prononcée n'est pas toujours le paramètre le plus important pour décélérer davantage. Ce qui amène à nous demander quels sont les paramètres qui entrent réellement en jeu dans un critère d'usure.

Avec un échantillon hétérogène et les arrangements particuliers des premiers corps et du troisième corps, une étude totale doit donc être menée en intégrant les différentes formes de débits du circuit tribologique. Il s'agit en conséquence de modéliser une dissipation mécanique induite par la rupture des liaisons de type CZM et une dissipation thermique dérivant du flux source interne et de l'usure thermo-mécanique (débit et flux d'usure). Ceci nous amène naturellement à comptabiliser, dans notre contact numérique, les formes d'énergie et leur dépendance de manière à établir des bilans énergétiques.

A l'échelle locale, les résultats des simulations prenant en compte des critères d'usure donnés, pourraient être injectés à une échelle supérieure. Par exemple, si la taille de l'échantillon modélisé par la méthode des éléments discrets correspond à la taille d'une maille éléments finis, l'effet du débit d'usure sur la température moyenne dans l'échantillon pourrait être remonté aux échelles supérieures afin de traduire un refroidissement au niveau de la maille. A l'échelle des disques, sans modéliser explicitement l'usure, la température pourrait donc être corrigée via un paramètre qui dépend, entre autres, du temps de simulation. La variation de vitesse pourrait être aussi être impactée en fixant un facteur de frottement dépendant de l'activation du critère d'usure. Dans le cas de l'usure instantanée, ce facteur de frottement pourrait être localement plus élevé à partir d'un instant donné, ce qui améliorerait le freinage tout en évitant

un remaillage de la géométrie et des relances de calcul chronophages.

4.3 Vers le bilan d'énergie d'un contact

4.3.1 État de l'énergie dissipée lors du freinage

La variation d'énergie cinétique de la paroi inférieure, associée au freinage sur l'intervalle de temps $[t_0, t_f]$, est convertie en une partie dissipée E_{diss} , une partie conservée dans les liaisons saines CZM ($\beta = 1$, déformation élastique) E_{stock} et une partie dans l'énergie cinétique des particules libres E_{cin}^p telle que :

$$\Delta E_{cin} = \sum_{t=t_0}^{t_f} E_{diss} + \sum_{t=t_0}^{t_f} E_{stock} + \sum_{t=t_0}^{t_f} E_{cin}^p, \quad (4.2)$$

avec $\forall \beta_\zeta = 1$:

$$\left\{ \begin{array}{l} E_{stock} = E_{stock}^n + E_{stock}^t, \\ E_{stock}^n = \sum_{\zeta \in N_c} \frac{1}{2} \beta (C_{n_\zeta} u_{n_\zeta}^2) r^*, \\ E_{stock}^t = \sum_{\zeta \in N_c} \frac{1}{2} \beta (C_{t_\zeta} u_{t_\zeta}^2) r^*. \end{array} \right. \quad (4.3)$$

En ce qui concerne l'énergie dissipée E_{diss} , nous verrons plus loin les détails d'écriture. L'énergie conservée dans les liaisons E_{stock} s'écrit en fonction d'une contribution normale E_{stock}^n et d'une contribution tangentielle E_{stock}^t selon que la charge/décharge élastique au niveau d'une liaison saine s'établisse en traction ou en cisaillement. Nous rappelons que C_n et C_t sont les raideurs normale et tangentielle, r^* , le rayon effectif, N_c , le nombre de contacts total et ζ , le numéro d'un contact donné. u_n et u_t symbolisent les distances normale et tangentielle entre deux particules.

Nous donnerons ici le détail des calculs pour des configurations à même produit PV_0 vue dans le paragraphe précédent (*cf. Section 4.2.4*). Le lecteur ayant un intérêt pour les résultats fournis par les autres critères traités peut se référer à l'*annexe D*.

Le bilan d'énergie résultant de cette équation (4.2) indique, de manière générale, une très large conversion de la variation d'énergie cinétique en énergie dissipée ($\approx 97\%$), une infime partie en énergie conservée au niveau des liaisons saines CZM (inférieure à 1%) et le reste en énergie cinétique des particules libres ($\approx 2\%$) (*cf. Tableau 4.2*). Pour les cas sans usure, l'énergie conservée est deux fois plus importante pour un couple (PV_0) à 80 W/mm^2 par rapport à 150 W/mm^2 . Les premiers corps étant peu endommagés, les liaisons de type CZM les constituant ont davantage de possibilité de se déformer élastiquement. Ce qui permet d'améliorer la résistance de l'échantillon à l'énergie injectée dans le système. Par ailleurs, la

proportion d'énergie cinétique des particules libres est différente, pour un même couple (PV_0), selon la variation de la pression ou de la vitesse. Paradoxalement, ce n'est pas parce que la vitesse est plus importante, que la proportion d'énergie cinétique l'est également. La pression a aussi son rôle à jouer sur la circulation des particules libres.

En comparant avec les cas où l'usure est activée, la variation d'énergie cinétique et l'énergie dissipée résultante sont maintenant plus grandes. Elles témoignent de la part de l'énergie dissipée sous forme de débit et de flux d'usure. L'énergie conservée plus faible de manière générale, traduit la diminution de l'épaisseur des premiers corps. L'introduction de l'usure a pour conséquence de réduire l'énergie cinétique des particules, illustrant l'éjection définitive des particules libres de troisième corps et la moindre circulation des particules au sein du contact (débit interne de troisième corps).

$P ; V_0$	ΔE_{cin}	$\sum E_{diss}$	$\sum E_{stock}$	$\sum E_{cin}^p$
10 MPa ; 8 m/s	1,4	1,35 (96,5 %)	0,0083 (0,59 %)	0,0406 (2,9 %)
8 MPa ; 10 m/s	1,52	1,48 (97,2 %)	0,0087 (0,57 %)	0,0334 (2,2 %)
10 MPa ; 15 m/s	2,8	2,72 (97 %)	0,0090 (0,32 %)	0,0748 (2,67 %)
15 MPa ; 10 m/s	2,593	2,5 (96,24 %)	0,0085 (0,33 %)	0,088 (3,43 %)
Critère $BE = 100$ %	ΔE_{cin}	$\sum E_{diss}$	$\sum E_{stock}$	$\sum E_{cin}^p$
10 MPa ; 8 m/s	1,44	1,41 (97,7 %)	0,0085 (0,59 %)	0,0244 (1,69 %)
8 MPa ; 10 m/s	1,58	1,55 (97,8 %)	0,0085 (0,54 %)	0,0263 (1,66 %)
10 MPa ; 15 m/s	3,25	3,21 (98,8 %)	0,0091 (0,28 %)	0,0309 (0,95 %)
15 MPa ; 10 m/s ⁶	2,09	2,04 (97,6 %)	0,0061 (0,31 %)	0,04496 (2,15 %)

Tableau 4.2: bilan d'énergie pour des configurations à même produit PV_0 .

4.3.2 Détails des formes thermo-mécaniques de l'énergie dissipée

Si nous poussons nos analyses sur le détail de l'énergie dissipée E_{diss} , cette dernière se distribue sous formes :

- d'énergie mécanique E_{dam} , suite à l'endommagement et à la rupture des liaisons de type *CZM* ;
- d'énergie physico-chimique E_{coh} , suite à la cohésion unilatérale des liaisons de type *WET* ;
- d'énergie thermique X_{s^i} , suite à la génération de chaleur (flux source interne) lors des chocs entre particules discrètes.

Ces contributions sont associées par l'intermédiaire de l'équation suivante :

$$\sum_{t=t_0}^{t_f} E_{diss} = \sum_{t=t_0}^{t_f} E_{dam} + \sum_{t=t_0}^{t_f} E_{coh} + \sum_{t=t_0}^{t_f} X_{s^i}, \quad (4.4)$$

où $\forall \beta_\zeta \neq 1$:

$$\left\{ \begin{array}{l} E_{dam} = E_{dam}^n + E_{dam}^t, \\ E_{dam}^n = \sum_{\zeta \in N_c} (w_\zeta r^* - E_{stock_\zeta^n}), \\ E_{dam}^t = \sum_{\zeta \in N_c} (w_\zeta r^* - E_{stock_\zeta^t}), \end{array} \right. \quad (4.5)$$

$$E_{coh} = \sum_{\zeta \in N_c} \gamma_\alpha g_\zeta, \quad (4.6)$$

et

$$X_{s^i} = \sum_{\zeta \in N_c} Q_{gen_\zeta}. \quad (4.7)$$

Parmi les notations, w transcrit l'énergie à la rupture de la liaison de type *CZM*, γ , la force de cohésion, g , l'interstice ou distance entre deux particules et Q_{gen} , le flux de chaleur généré (*cf. Équation (2.40)*).

Quantitativement, sous hypothèses des choix relatifs aux paramètres numériques thermo-mécaniques, la part de l'énergie dissipée en chaleur représente approximativement 80 % et celle dissipée mécaniquement par l'endommagement puis par la rupture des premiers corps entre 10 et 20 %. Bien qu'elle gouverne une grande partie de l'arrangement entre les premiers corps et le troisième corps, l'énergie physico-chimique compte seulement pour quelques millièmes de pourcents de la dissipation totale (*cf. Tableau 4.3*). Ces faits sont-ils conformes par rapport à la faible distance entre deux particules (g) ? N'ayant actuellement aucun élément de comparaison issu de la littérature, nous pouvons en revanche constater que la part de la dissipation thermique la plus grande se rapproche des 90 % annoncés par certains auteurs (*cf. Section 1.3.1.1*).

$P; V_0$	$\sum E_{diss}$	$\sum E_{dam}$	$\sum E_{coh}$	$\sum X_{s^i}$
10 MPa ; 8 m/s	1,35	0,276 (20,46 %)	$3,46 \cdot 10^{-6}$ (0,00026 %)	1,09 (80,36 %)
8 MPa ; 10 m/s	1,48	0,246 (16,68 %)	$3,28 \cdot 10^{-6}$ (0,00022 %)	1,17 (79,16 %)
10 MPa ; 15 m/s	2,72	0,38 (14,04 %)	$4,06 \cdot 10^{-6}$ (0,00015 %)	2,14 (82,49 %)
15 MPa ; 10 m/s	2,05	0,305 (12,21 %)	$3,63 \cdot 10^{-6}$ (0,00015 %)	2,04 (81,92 %)
Critère $BE = 100$ %	$\sum E_{diss}$	$\sum E_{dam}$	$\sum E_{coh}$	$\sum X_{s^i}$
10 MPa ; 8 m/s	1,41	0,25 (17,72 %)	$3,19 \cdot 10^{-6}$ (0,00023 %)	1,03 (73,25 %)
8 MPa ; 10 m/s	1,55	0,29 (18,81 %)	$3,43 \cdot 10^{-6}$ (0,00022 %)	2,19 (76,89 %)
10 MPa ; 15 m/s	3,21	0,308 (9,6 %)	$3,39 \cdot 10^{-6}$ (0,00011 %)	2,34 (72,96 %)
15 MPa ; 10 m/s	2,04	0,254 (12,48 %)	$2,8 \cdot 10^{-6}$ (0,00014 %)	1,58 (77,54 %)

Tableau 4.3: parts des énergies dissipées pour des configurations à même produit PV_0 .

Sans usure, un couple (PV_0) plus faible implique des plus grandes parts d'énergie dissipées de manière mécanique ou physico-chimique. Ceci rejoint les observations sur l'évolution de l'intensité d'endommagement, au niveau de la hiérarchie entre les cas éprouvés. Plus la dégradation des premiers corps est faible, moins les liaisons de type *CZM* ont d'opportunités d'être endommagées et de rompre. Ce qui a pour conséquence d'abaisser le nombre de liaisons de type *WET*. Les proportions relatives d'énergie mécanique et physico-chimique, plus faibles pour un couple (PV_0) à 150 W/mm² plutôt qu'à 80 W/mm², s'expliquent par une plus grande dissipation sous forme thermique, de par la plus forte énergie cinétique des particules.

La manifestation de l'usure abaisse globalement toutes les formes de dissipation. Les liaisons de type *CZM* et *WET* ainsi que les particules sont moins nombreuses pour pouvoir dissiper de l'énergie. Notons toutefois, pour un même couple, une inversion des tendances. En pilotant la pression, les énergies dissipées sont légèrement plus fortes, corroborant les hiérarchies des courbes d'endommagement à l'instant final (*cf. Figure 4.16(a)*).

A présent, décrivons les contributions énergétiques en lien avec le circuit tribologique. L'équilibre des flux thermiques nous amène au système d'équations suivant :

$$\begin{cases} X_e = X_r + X_u, \\ X_{s_i} + X_{s_e} + X_r = X_i + X_u. \end{cases} \quad (4.8)$$

A partir du flux source interne, la chaleur se partage très majoritairement entre le flux interne (50 %) et le flux d'éjection (49 %). Le reste est échangé avec l'extérieur du système via les conditions limites thermiques bidimensionnelles et le flux source externe (*cf. Tableau 4.4*).

$P; V_0$	$\sum X_{s_e}$	$\sum X_i$	$\sum X_e$
10 MPa; 8 m/s	1,52 %	49,99 %	49,24 %
8 MPa; 10 m/s	1,46 %	50,00 %	49,4 %
10 MPa; 15 m/s	1,64 %	50,00 %	49,15 %
15 MPa; 10 m/s	1,82 %	49,99 %	49,53 %
$BE = 100 \%$	$\sum X_{s_e}$	$\sum X_i$	$\sum X_e$
10 MPa; 8 m/s	1,50 %	49,99 %	49,26 %
8 MPa; 10 m/s	1,70 %	50,00 %	49,11 %
10 MPa; 15 m/s	2,01 %	50,00 %	49 %
15 MPa; 10 m/s	1,78 %	50,00 %	48,73 %

Tableau 4.4: parts des flux thermiques conduits pour des configurations à même produit PV_0 .

Avec l'initialisation de l'usure, hormis une légère diminution du flux source externe, il n'y a pas de variation franche. Le flux d'éjection intègre à la fois le flux de recirculation et le flux d'usure. Lorsqu'un critère d'usure est opérationnel, le flux d'usure (X_u) prend le relais du flux

de recirculation (X_r). Afin de mettre en exergue le phénomène d'usure, il convient de dériver par rapport au temps le flux de recirculation, faisant apparaître le flux d'usure lorsque la dérivée du flux de recirculation par rapport au temps est négative (dX_r/dt) (cf. *Figure 4.19*). Dans notre exemple, entre $t = 0,5$ ms et $0,6$ ms, des particules respectant le critère BE sont donc définitivement éjectées, traduisant l'activation du débit d'usure (cf. *Figure 4.8(b)*).

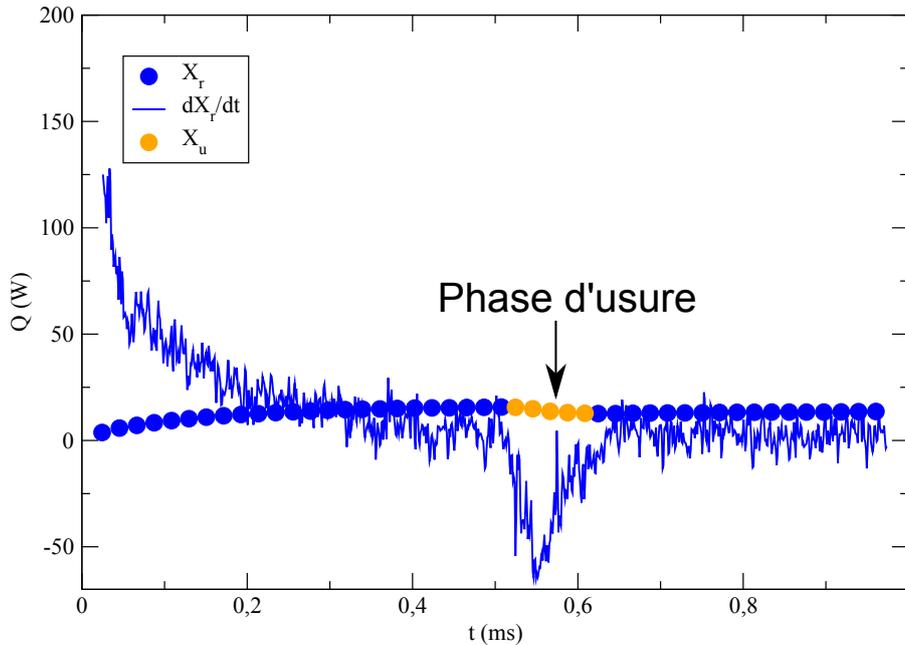


Figure 4.19: évolution temporelle du flux éjecté pour une usure évolutive ($P = 10$ MPa, $V_0 = 5$ m/s, $BE = 100$ %).

4.3.3 Parts thermo-mécaniques de l'énergie dissipée en lien avec les premiers corps et troisième corps

Les flux source interne et flux interne peuvent être détaillés en fonction de leur circulation éventuelle au sein des premiers corps ($1C$), du troisième corps ($3C$) ou à l'interface entre le premier corps et le troisième corps ($1C/3C$). Dans ce cadre, les contributions sont unies par le système d'équations suivant (cf. *Figure 4.21(b)*) :

$$\begin{cases} X_{s^i} = X_{s^i}^{1C} + X_{s^i}^{1C/3C} + X_{s^i}^{3C}, \\ X_i = X_i^{1C} + X_i^{1C/3C} + X_i^{3C}. \end{cases} \quad (4.9)$$

Sans usure, la majorité de la chaleur est générée au sein du troisième corps (80 %) car la plupart des particules interagissent via des lois WET et sont donc sujettes à des dissipations locales (cf. *Tableau 4.5*). L'interface entre le premier corps et le troisième corps, lieu où le différentiel de vitesse est assez important compte tenu de la finesse du troisième corps par

4. Endurance et résistance thermique de contact

rapport à l'épaisseur totale, prend part pour environ 15 % de la chaleur générée. Le reste (1 à 2 %) résulte des quelques particules libres et piégées dans le volume du premier corps. Bien que la modélisation des premiers corps ne soit pas considérée, ces chiffres appuient le travail de Richard [RIC 08a]. En particulier, la puissance générée au sein du troisième corps est d'au moins 75 % par rapport aux 25 % de puissance maximale générée entre les parois des premiers corps et le troisième corps.

$P; V_0$	$\sum X_{s^i}$	$\sum X_{s^i}^{1C}$	$\sum X_{s^i}^{1C/3C}$	$\sum X_{s^i}^{3C}$	$\sum X_i$	$\sum X_i^{1C}$	$\sum X_i^{1C/3C}$	$\sum X_i^{3C}$
10 ; 8	1,09	1,06 %	42,92 %	56,02 %	23,8	63,96 %	0,72 %	32,65 %
8 ; 10	1,17	1,1 %	13,43 %	85,47 %	28,5	62,74 %	3,31 %	34,07 %
10 ; 15	2,24	0,78 %	8,99 %	90,23 %	45	53,93 %	3,80 %	42,37 %
15 ; 10	2,04	1,49 %	10,99 %	87,53 %	44,7	60,06 %	3,86 %	36,20 %
$BE = 100 \%$	$\sum X_{s^i}$	$\sum X_{s^i}^{1C}$	$\sum X_{s^i}^{1C/3C}$	$\sum X_{s^i}^{3C}$	$\sum X_i$	$\sum X_i^{1C}$	$\sum X_i^{1C/3C}$	$\sum X_i^{3C}$
10 ; 8	1,03	1,82 %	14,84 %	83,34 %	23,1	61,46 %	35,27 %	3,38 %
8 ; 10	1,19	1,22 %	13,98 %	84,81 %	23,1	54,88 %	41,32 %	3,89 %
10 ; 15	2,34	1,94 %	16,04 %	83,01 %	38,9	44,91 %	4,23 %	50,94 %
15 ; 10	1,58	1,70 %	12,25 %	86,06 %	25,9	52,24 %	4,10 %	43,65 %

Tableau 4.5: parts des énergies thermiques entre les premiers corps et le troisième corps pour des configurations à même PV_0 .

Pour la chaleur conduite par l'intermédiaire du flux interne, les premiers corps des cas sans usure en comptabilisent approximativement 60 %, l'interface, 35 % et le troisième corps, jusqu'à 3 % (*cf. Figure 4.20(a)*). Ceci montre bien la distinction marquée entre les modèles thermiques de conduction simulant le transfert de chaleur dans des milieux continus (la très grande majorité des premiers corps) et ceux qui se rapportent aux milieux discrets (troisième corps). Le flux interne à l'interface entre le premier corps et le troisième corps, non-négligeable, provient de la capacité des torons à être des *vecteurs thermiques*. C'est-à-dire qu'ils canalisent et évacuent rapidement la chaleur.

Avec l'usure, peu de changement s'observe au niveau des flux sources internes et des flux internes (*cf. Figure 4.20(b)*). La part du flux source interne dans le troisième corps ($X_{s^i}^{3C}$) diminue légèrement pour se redistribuer dans celles du premier corps et de l'interface. C'est le contraire pour le flux interne dans le troisième corps (X_i^{3C}) qui se renforce au détriment du flux interne du premier corps. L'usure agit comme un mécanisme seuil qui réarrange les premiers corps et le troisième corps et redéfinit donc les quantités de génération et du transfert de chaleur circulant entre eux.

En outre, les différentes formes d'énergie mécanique conservée E_{stock} , dissipée E_{dam} ou physico-chimique E_{coh} se relient par le système d'équations tel que (*cf. Figure 4.21(a)*) :

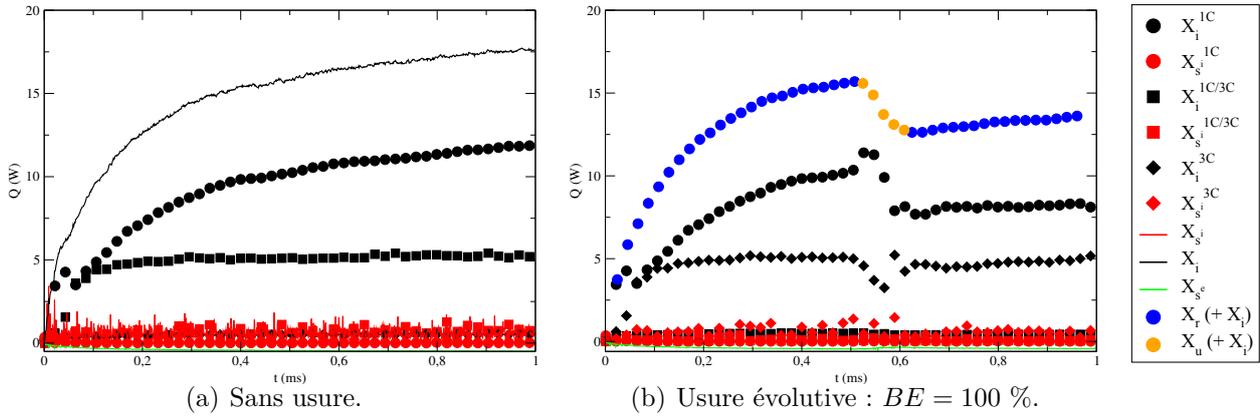


Figure 4.20: sommes des énergies thermiques liées au circuit tribologique (premiers corps et troisième corps) en fonction du temps ($P = 10$ MPa, $V_0 = 5$ m/s).

$$\begin{cases} E_{stock} = E_{stock}^{1C} + E_{stock}^{3C}, \\ E_{dam} = E_{dam}^{1C} + E_{dam}^{3C}, \\ E_{coh} = E_{coh}^{1C} + E_{coh}^{1C/3C} + E_{coh}^{3C}. \end{cases} \quad (4.10)$$

Notons que les énergies $E_{stock}^{1C/3C}$ et $E_{dam}^{1C/3C}$ ne sont pas définies puisque l'interface entre les premiers corps et le troisième corps est composée exclusivement de liaisons de type *WET*.

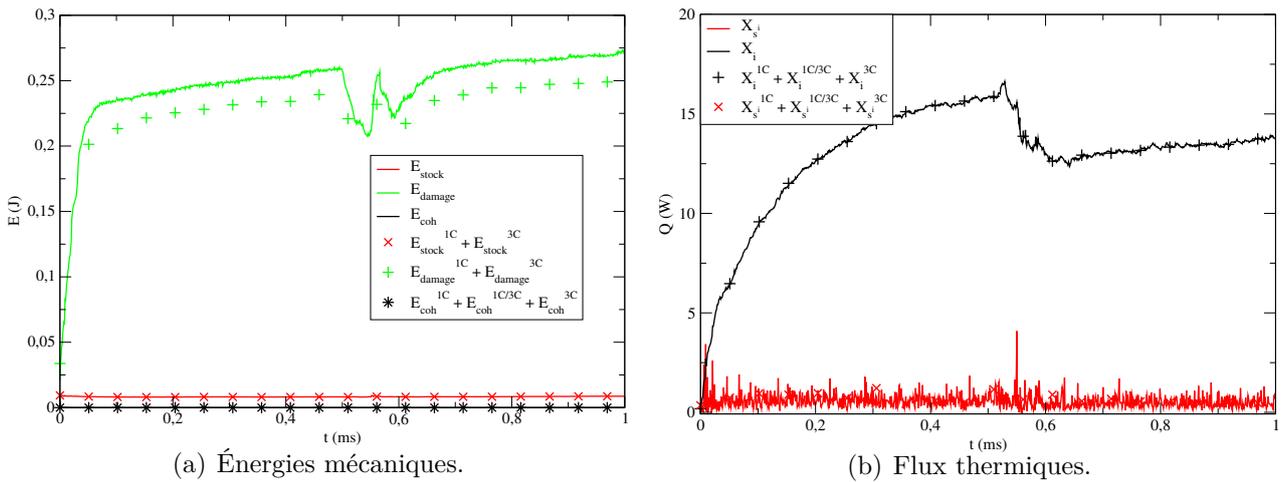


Figure 4.21: équilibre des parts d'énergie mécanique ou thermiques entre le premier corps et le troisième corps en fonction du temps, pour une usure évolutive ($P = 10$ MPa, $V_0 = 5$ m/s, $BE = 100\%$).

4. Endurance et résistance thermique de contact

Sans usure, la part de l'énergie conservée est légèrement plus grande dans le premier corps par rapport au troisième corps (respectivement 60 % contre 40 %) (*cf. Tableau 4.6*). Cette tendance est même inversée dans le cas où $P = 10$ MPa, $V_0 = 15$ m/s. Ceci semble surprenant puisque les premiers corps sont en proportion plus importants que le troisième corps, et ce, même si la dégradation reste faible comme pour le cas où $P = 10$ MPa, $V_0 = 5$ m/s (*cf. Annexe D*). Par conséquent, deux possibilités peuvent découler :

- de l'influence non-négligeable des fragments de torons, constitués de liaisons de type *CZM* pouvant être saines mais aussi fortement sollicitées par le brassage considérable du troisième corps ;
- du volume plus important de premier corps, permettant une réponse élastique plus faible que ce que nous pourrions penser.

$P; V_0$	$\sum E_{stock}^{1C}$	$\sum E_{stock}^{3C}$	$\sum E_{dam}^{3C}$	$\sum E_{dam}^{1C}$	$\sum E_{coh}^{1C/3C}$	$\sum E_{coh}^{1C}$	$\sum E_{coh}^{3C}$
10 MPa ; 8 m/s	56 %	44 %	20 %	80 %	43 %	6 %	51 %
8 MPa ; 10 m/s	55 %	45 %	22 %	78 %	46 %	5 %	48 %
10 MPa ; 15 m/s	42 %	58 %	13 %	87 %	30 %	5 %	65 %
15 MPa ; 10 m/s	58 %	42 %	22 %	71 %	45 %	5 %	50 %
$BE = 100$ %	$\sum E_{stock}^{1C}$	$\sum E_{stock}^{3C}$	$\sum E_{dam}^{3C}$	$\sum E_{dam}^{1C}$	$\sum E_{coh}^{1C/3C}$	$\sum E_{coh}^{1C}$	$\sum E_{coh}^{3C}$
10 MPa ; 8 m/s	49 %	51 %	21 %	71 %	43 %	6 %	50 %
8 MPa ; 10 m/s	47 %	53 %	17 %	76 %	37 %	6 %	58 %
10 MPa ; 15 m/s	34 %	66 %	14 %	81 %	30 %	5 %	64 %
15 MPa ; 19 m/s	52 %	48 %	18 %	76 %	37 %	5 %	58 %

Tableau 4.6: parts des énergies mécaniques entre premiers corps et troisième corps pour des configurations à même PV_0 .

L'énergie mécaniquement dissipée par les premiers corps, via la déformation irréversible et/ou la rupture des liaisons de type *CZM*, est d'environ 80 % contre 20 % pour le troisième corps. L'énergie physico-chimique s'équ répartit entre l'interface premier/troisième corps et le troisième corps. Ces faits sont en accord avec la nature des interactions constituant principalement les premiers corps (*CZM*) et le troisième corps (*WET*). L'action de l'usure ne modifie pas clairement ces quantités hormis celle de l'énergie stockée dans le troisième corps qui paraît être plus importante, au détriment de celle du premier corps. Ce constat peut provenir de fragments de torons qui se retrouvent davantage au sein du troisième corps à mesure que l'épaisseur de l'échantillon diminue.

En différenciant les contributions énergétiques au niveau des premiers corps et du troisième corps, nous confirmons que le premier corps fait office de *vecteur thermique* par rapport au troisième corps qui tient le rôle principal de convertisseur d'énergie thermo-mécanique. A l'échelle de nos simulations, l'action de l'usure ne modifie pas ici distinctement ces aspects énergétiques.

4.3.4 Intégration des formes d'énergie dans des codes industriels

Remémorons-nous que les simulations thermo-mécaniques de la performance de freinage à une échelle macroscopique (disques, puits de chaleur) posent la question de l'incorporation des phénomènes thermo-mécaniques locaux. En particulier, ceux découlant d'un troisième corps non-modélisé (*cf. Chapitre 1*).

La plupart des phénomènes sont assimilés à travers des paramètres numériques en entrée de calcul, gérant par exemple, les conversions d'énergie de la mécanique à la thermique. Par rapport aux bilans d'énergie menés précédemment, il est intéressant de relever les ordres de grandeurs relatifs à la variation d'énergie cinétique du rotor dissipée (*cf. Tableau 4.3*) :

- à 80 % sous forme de chaleur (chocs entre particules dont 90 % appartenant au troisième corps) ;
- à 20 % sous forme de travail (endommagement puis rupture des interactions *CZM* dont 80 % de ces interactions appartiennent au premier corps et 20 % au troisième corps).

Bien entendu, les conversions énergétiques ultérieures telles que l'énergie dissipée mécaniquement (endommagement) sous une autre forme (chaleur) ne sont pas ici explorées. Elles méritent des travaux plus avancés en mécanique de la rupture. De plus, l'impact de la physico-chimie sur l'énergie thermique à travers les réactions endothermiques ou exothermiques n'est pas ici investigué. Pourtant, l'énergie physico-chimique est déterminante dans la vie octroyée au troisième corps et donc sur la recherche de l'équilibre du contact. Comparativement aux énergies mécanique et thermique, elle est très faible en termes d'ordre de grandeur. Nous pouvons alors nous demander si sa définition est exacte (*cf. Équation (4.7)*).

Finalement, les bilans d'énergie sont pertinents pour comprendre la nature et l'évolution spatio-temporelle des formes d'énergie au sein d'un contact. Néanmoins, des difficultés résident dans la "mesure" de l'énergie, impliquant de rechercher de nouvelles caractérisations locales. Ces caractérisations de phénomènes thermo-mécaniques locaux, très transitoires, passe par la recherche d'un indicateur dont l'objectif est d'être suffisamment sensible à leur évolution. Ainsi, nous proposons de reprendre et d'étudier la résistance thermique de contact (abrégée RTC). Dans le cadre d'une étude numérique à des échelles supérieures, ce choix permettra d'affiner les paramètres numériques en entrée de calcul tels que la résistance thermique de contact entre les premiers corps et donc le transfert de chaleur circulant entre eux.

4.4 La résistance thermique de contact (RTC) : une sonde de l'état tribologique

4.4.1 Application classique

Le comportement thermique d'un contact peut être évalué par le calcul de la résistance thermique de contact (RTC), définie classiquement R_c par le rapport entre la différence de

température entre les parois inférieure et supérieure $T_{inf} - T_{sup}$ et le flux de chaleur conductif Q_{cond} (cf. Section 2.6.3.1) :

$$R_c = \frac{T_{inf} - T_{sup}}{Q_{cond}}. \quad (4.11)$$

Les analyses sont menées sur les configurations à même produit PV_0 (cf. Figure 4.22). Nous constatons que la RTC s'atténue au cours du temps, illustrant un flux de chaleur de plus en plus important circulant dans l'échantillon. En revanche, localement, contrairement à ce que propose la littérature [LAR 96, BAR 94] (cf. Section 1.3.1.1), la variation de vitesse pour chaque couple (PV_0) n'est pas le seul paramètre qui tient la responsabilité d'atténuateur de constriction. En effet, nous observons très peu d'écart des valeurs de R_c au cours du temps pour deux configurations ($P = 10$ MPa, $V_0 = 5$ m/s et $P = 10$ MPa, $V_0 = 8$ m/s) avec et sans usure. La RTC définie classiquement n'est donc pas assez précise pour tenir compte de l'influence des sollicitations appliquées à l'échantillon et ne semble donc pas adaptée pour décrire les comportements thermo-mécaniques locaux.

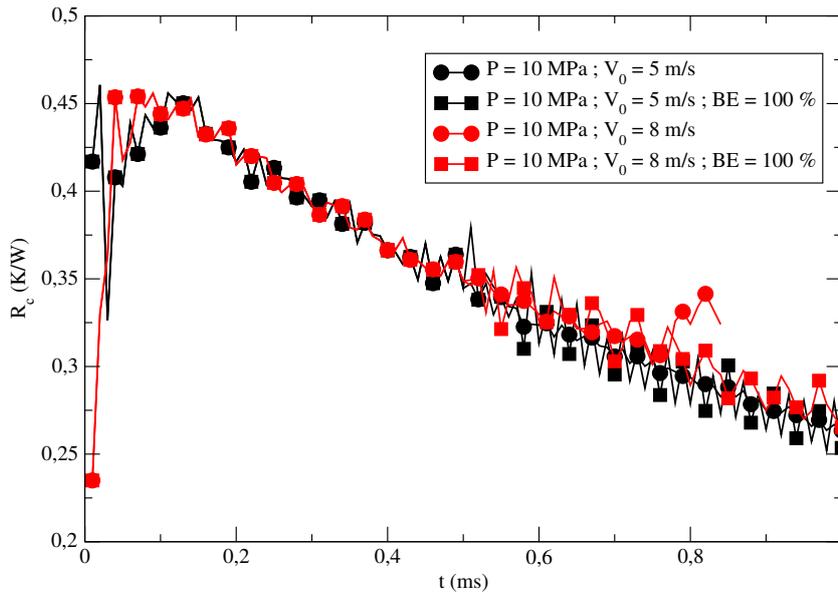


Figure 4.22: différenciations ardues entre les cas sans usure et avec usure concernant l'évolution temporelle de la résistance thermique de contact classique R_c , pour des configurations à $P = 10$ MPa, $V_0 = 5$ m/s et $P = 10$ MPa, $V_0 = 8$ m/s.

Si la tendance générale est cohérente, cette évolution de la RTC passe par une définition reliée à des données globales telles que le flux conductif. Elle se place donc en conséquence des phénomènes thermo-mécaniques locaux vus précédemment, qui sont à l'origine de la modification des flux thermiques, et qui les moyenne. Ainsi, l'endommagement brutal pour le cas $P = 10$ MPa, $V_0 = 8$ m/s se produisant au temps $t = 0,75$ ms se distingue peu. En effet, l'évolution de la RTC n'est pas tellement modifiée par rapport aux modifications locales drastiques qui impacte

la proportion entre premiers et troisième corps (*cf. Figure 4.23*). Afin que la RTC joue le rôle de sonde de l'état tribologique, c'est-à-dire qu'elle soit sensible aux changements paramétriques (pression ou vitesse appliquée) et qu'elle prenne mieux en compte les évolutions mécaniques locales, il est nécessaire de s'affranchir de la définition classique et d'en proposer une qui est plus appropriée à notre échelle de simulation.

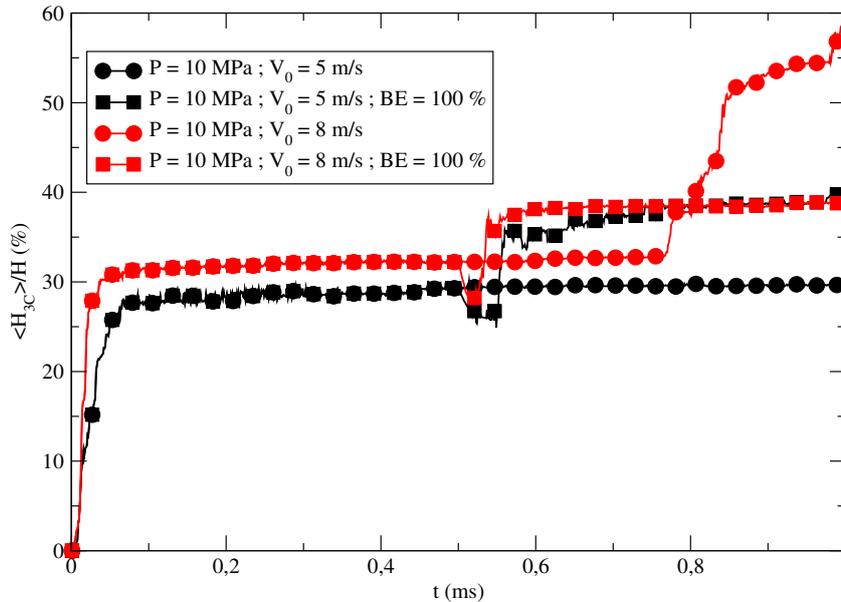


Figure 4.23: épaisseur de troisième corps au cours du temps, pour des configurations à $P = 10$ MPa, $V_0 = 5$ m/s et $P = 10$ MPa, $V_0 = 8$ m/s.

4.4.2 Nouvelle définition

Nous souhaitons alors combler ce manque de description locale relative à l'évolution de l'état thermo-mécanique du circuit tribologique. Nous voulons exploiter en particulier un indicateur de mesure thermique tenant compte de l'arrangement incessant des premiers corps et du troisième corps ainsi que de leurs propriétés sous-jacentes. Dans ce but, un découpage de l'échantillon en tranches horizontales de même taille (ici quatre) est proposé pour lesquelles nous calculons la somme des résistances locales R_m dans chaque tranche m (*cf. Figure 4.24*) :

$$\frac{1}{R_m} = \sum_{\zeta=1}^Z H_{\zeta}^{d,c,e,t}, \quad (4.12)$$

avec ζ , un contact, d , une interaction discrète, c , une interaction continue, e , une interaction endommagée et t , une interaction semi-continue. La nature mécanique discrète d'une interaction (loi *WET*), endommagée ou continue (loi *CZM*) est donc bien prise en considération (*cf. Section 2.6.3.2*).

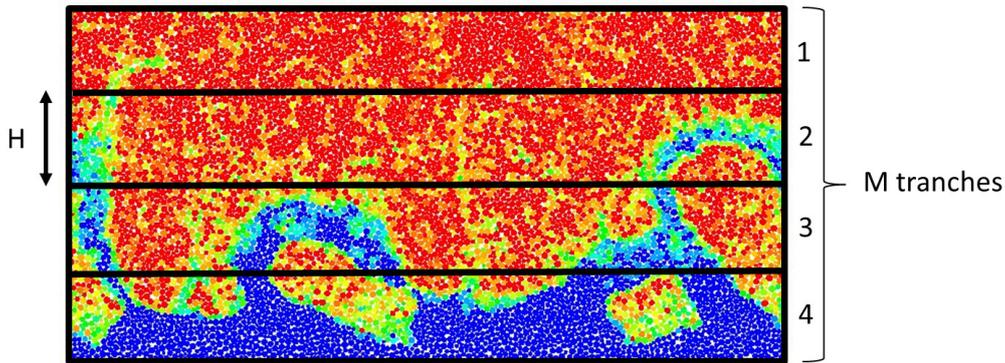


Figure 4.24: décomposition de l'échantillon en M tranches horizontales de hauteur H .

Afin de vérifier nos intuitions physiques concernant, par exemple, une forte résistance thermique provenant de la présence majoritaire de particules discrètes au sein d'une tranche donnée, nous reprenons les simulations sans prise en compte de l'usure, où les échantillons sont composés d'un certain pourcentage d'épaisseur initiale de troisième corps (*cf. Section 3.3.2*). Ce troisième corps, homogène, est composé de particules de matrice dont les interactions sont discrètes. Pour le cas où la hauteur de troisième corps représente 10 % de la hauteur totale, alors la résistance thermique au niveau de la tranche numéro 4 (R_4) est très supérieure par rapport à celles des autres tranches (*cf. Figure 4.25*). Malgré une faible dégradation du premier corps au cours de la simulation, cela illustre la mauvaise conduction des particules de troisième corps. L'échantillon est en effet composé très majoritairement de particules discrètes ayant les propriétés thermiques de la matrice⁷. Dans le cas où la hauteur de troisième corps initiale est égale à 50 % de la hauteur totale, alors la tranche numéro 3 composée de troisième corps discret participe à l'élévation de la résistance thermique (R_3).

Contrairement à la définition classique de la résistance thermique de contact où celle-ci diminue avec le temps et n'illustre pas les phénomènes locaux, la nouvelle définition suit scrupuleusement l'état des interactions entre les éléments discrets. Un troisième corps discret joue donc le rôle de barrière thermique au contact.

Si nous reprenons un échantillon hétérogène dégradable tel que $P = 10$ MPa, $V_0 = 5$ m/s, celui-ci ne présente pas de rupture brutale des premiers corps au cours de la simulation (*cf. Figure 4.26(a)*). Sans usure, la couche de troisième corps stabilise l'échantillon, provoquant des évolutions stationnaires des résistances thermiques par tranches. Nous constatons par ailleurs que les tranches proches de la paroi inférieure sont celles dont les résistances sont les plus basses (R_3 et R_4) par rapport aux tranches supérieures (R_1 et R_2).

Par le biais de dégradations brutales (*cf. Figure 4.27(a)*) ou de l'activation du phénomène d'usure à $t = 0,5$ ms (*cf. Figure 4.27(b)*), les résistances par tranche, en particulier R_4 , changent

7. Pour rappel, la conductivité thermique des particules de la matrice vaut $0,01 \text{ W} \cdot \text{mm}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ alors que celle des torons est égale à $0,1 \text{ W} \cdot \text{mm}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$.

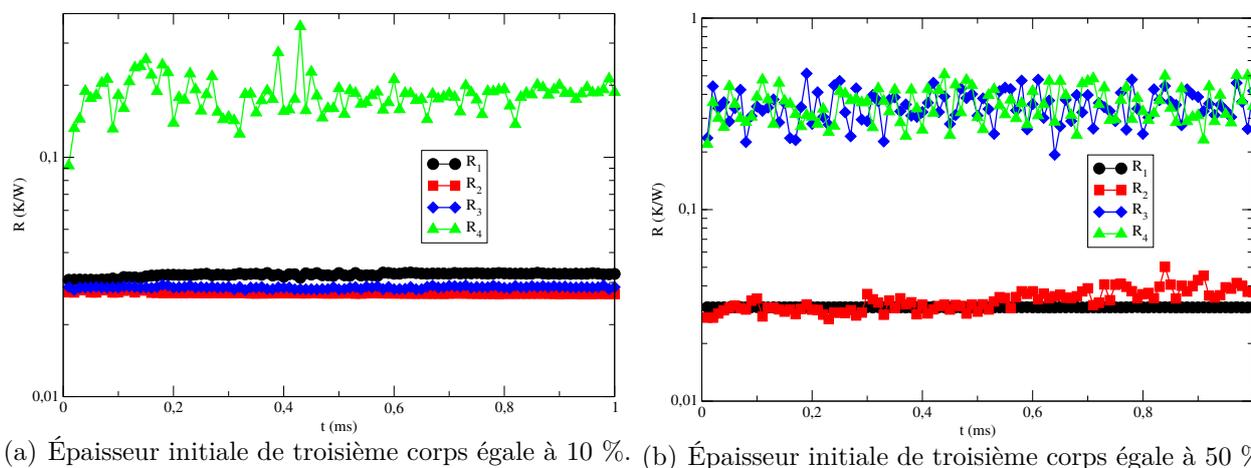


Figure 4.25: suivi temporel des résistances thermiques de contact par tranche en lien avec l'état thermo-mécanique des interactions locales ($P = 10$ MPa, $V_0 = 15$ m/s, $\gamma = 0,00001$ N, épaisseur initiale de troisième corps).

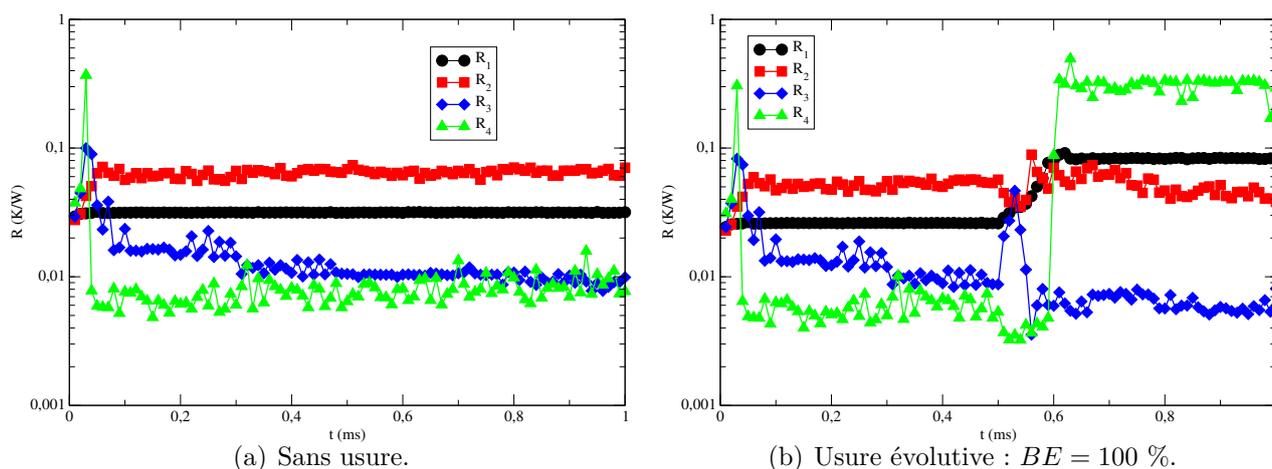


Figure 4.26: évolution temporelle des résistances thermiques de contact par tranche en lien avec l'état thermo-mécanique des interactions locales ($P = 10$ MPa, $V_0 = 5$ m/s).

nettement de niveau. Même si ces nouveaux calculs de RTC témoignent de la sensibilité à l'évolution locale de l'échantillon, ils sont tout de même d'ordre de grandeur équivalent par rapport à ceux issus de l'approche classique.

Dans un premier temps, l'infériorité des résistances R_3 et R_4 par rapport à R_1 et R_2 peut provenir :

- de la différence des propriétés thermiques entre les particules de la matrice ou des torons ;
- de la différence de nature des interactions locales (*CZM* ou *WET*).

4. Endurance et résistance thermique de contact

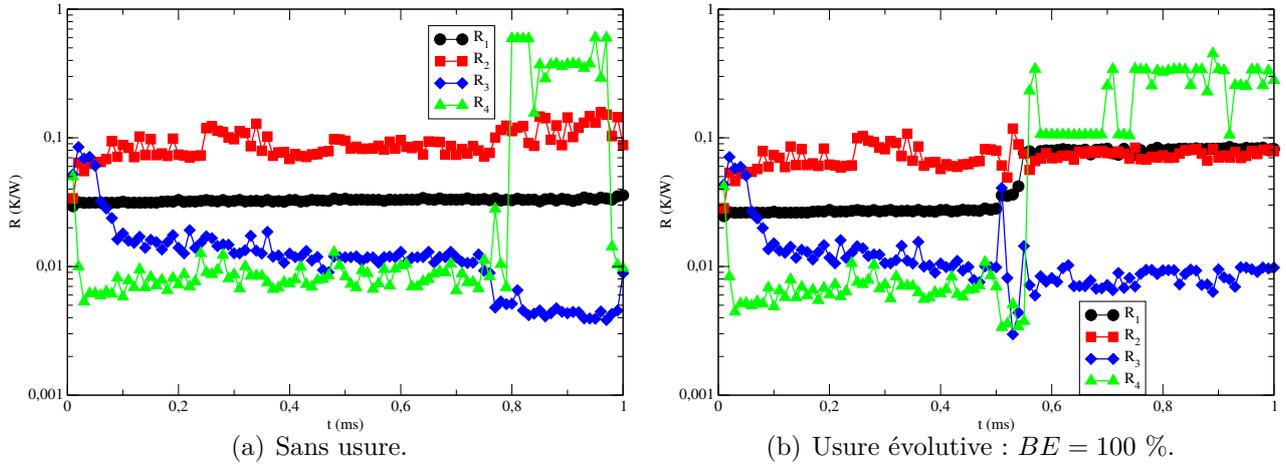


Figure 4.27: évolution temporelle des résistances thermiques de contact par tranche en lien avec l'état thermo-mécanique des interactions locales ($P = 10$ MPa, $V_0 = 8$ m/s).

En traçant l'évolution des taux de particules de torons par tranche, nous nous apercevons que les fragments de torons portent une forte responsabilité dans la réduction de la résistance dans les tranches 3 et 4 (cf. Figure 4.28). Avec la dégradation des premiers corps, les torons se trouvant dans une position verticale ont tendance à s'orienter horizontalement, par l'intermédiaire de l'écoulement du troisième corps avec le cisaillement (cf. Figure 4.5). Ces fragments de torons occupent donc plus d'espace au sein d'un découpage en tranches horizontales, conduisant davantage la chaleur et diminuant la résistance thermique de contact.

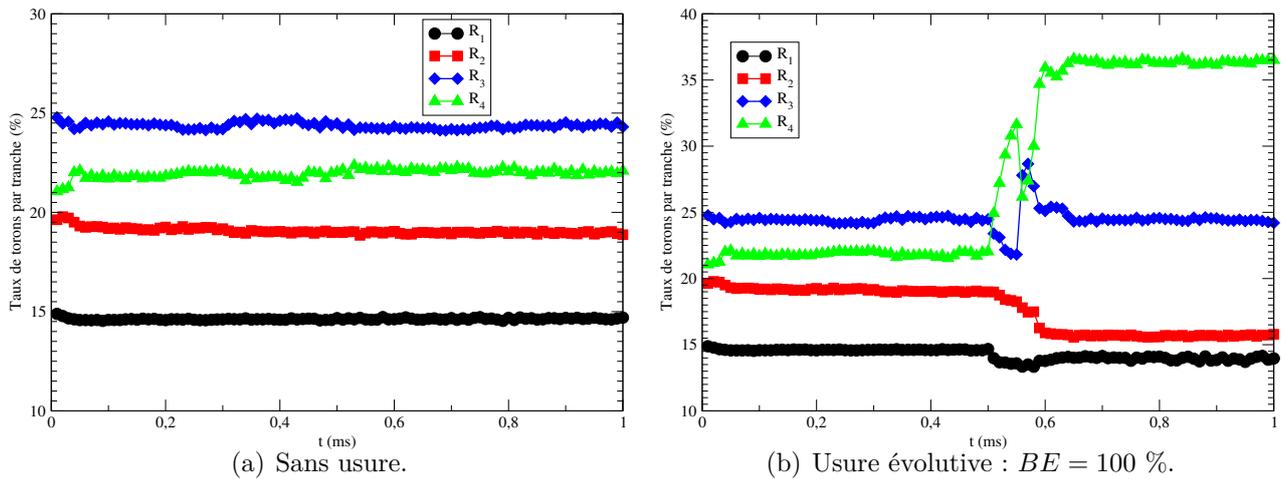


Figure 4.28: évolution du taux de torons par tranche au cours du temps ($P = 10$ MPa, $V_0 = 5$ m/s).

Avec l'usure, l'évacuation des fragments de torons, situés principalement dans la tranche

4, induit l'élimination de *vecteurs thermiques* et provoque une augmentation importante de la résistance R_4 . Le réarrangement de l'échantillon par la dégradation du premier corps restant implique la génération de nouveaux fragments de torons et donc une baisse la résistance pour la tranche 3. Thermiquement, l'usure permet aux tranches qui n'ont pas encore été usées, de prendre leur relais pour dissiper la chaleur hors de l'échantillon. Néanmoins, nous remarquons que le taux de torons est plus important pour la tranche 3 par rapport à la tranche 4. La tranche 3 devrait donc être moins résistive que la tranche 4 : ce qui n'est pas le cas. Par conséquent, il faut s'intéresser au taux de liaisons discrètes dans chaque tranche. A cause de sollicitations locales plus fortes près de la paroi inférieure, nous nous apercevons que le taux de liaisons discrètes est naturellement plus grand dans la tranche 4 par rapport à celui de la tranche 3 (cf. *Figure 4.29*). En effet, les efforts normaux, régissant les échanges de chaleur avec la loi *WET*, sont les plus élevés dans la tranche 4 (cf. *Figure 4.30*). Ces efforts normaux plus importants permettent donc de conduire plus de chaleur entre les particules et de diminuer la résistance thermique localement.

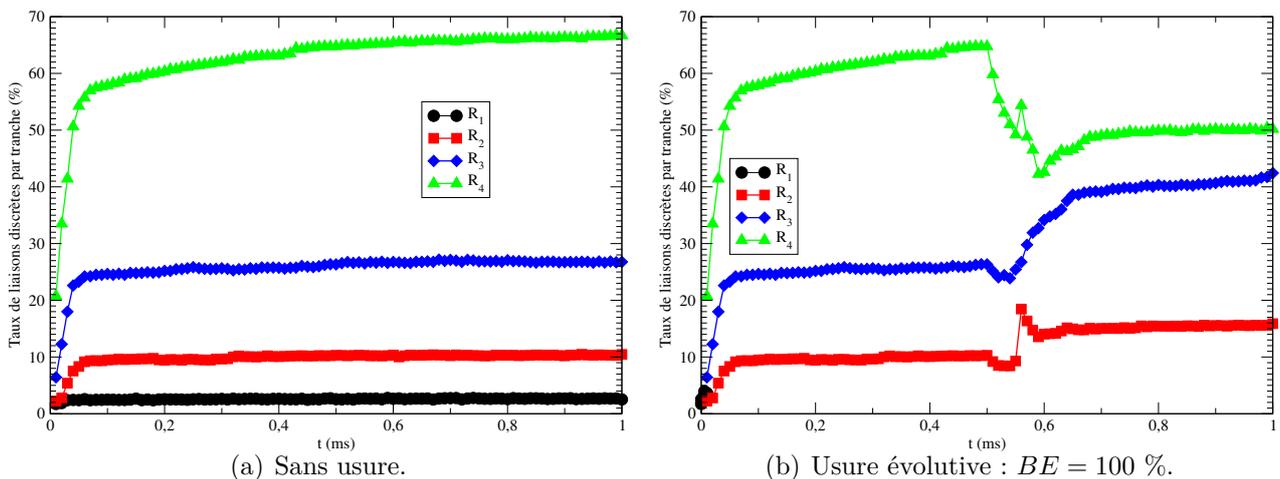


Figure 4.29: évolution du taux de liaisons discrètes (*WET*) par tranche au cours du temps ($P = 10$ MPa, $V_0 = 5$ m/s).

Pour chaque simulation, l'arrangement particulier des premiers corps et du troisième corps, issu de la compétition entre les sollicitations appliquées à l'échantillon et sa réaction, engendre une interprétation thermo-mécanique spécifique. A l'aide du calcul de la résistance thermique de contact, prenant en compte l'état thermo-mécanique local, nous mettons en évidence des phénomènes seuils provenant :

- des ruptures brutales d'une certaine épaisseur de premier corps ;
- des effets de l'usure.

4. Endurance et résistance thermique de contact

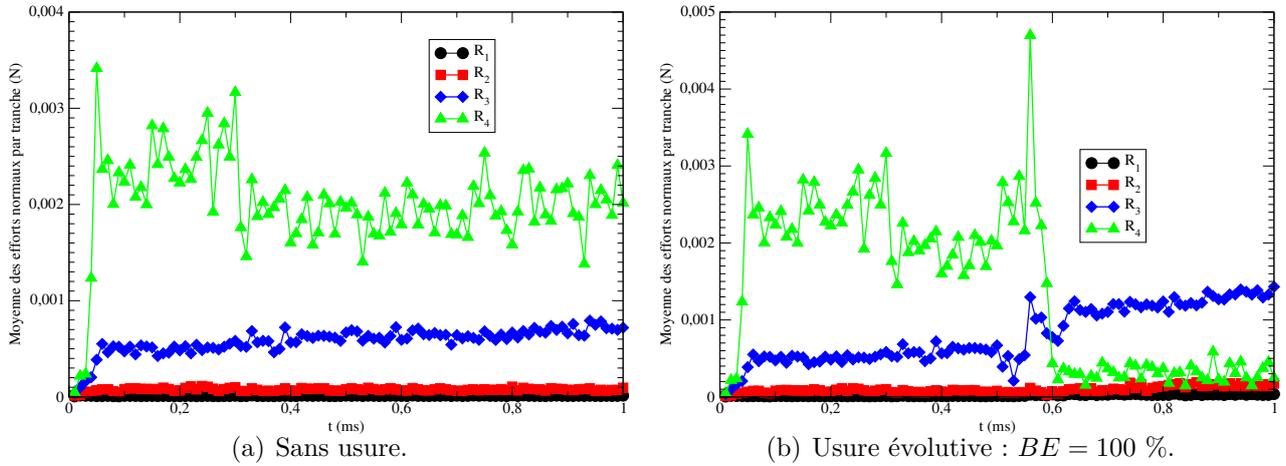


Figure 4.30: évolution de la moyenne des efforts normaux par tranche au cours du temps ($P = 10$ MPa, $V_0 = 5$ m/s).

La résistance thermique de contact à l'échelle locale peut être dépendante à la fois des propriétés d'hétérogénéité et des propriétés de continuité des interactions *CZM* et *WET*. Ces détails, affinant les approches classiques et globales des résistances thermiques de contact, montrent qu'il faut s'intéresser à une échelle locale pour mieux appréhender le comportement thermo-mécanique au sein d'un contact. Cette nouvelle approche permet en particulier de mettre en avant l'action de l'usure contrairement à l'approche classique qui "moyenne" et confond les phénomènes.

4.4.3 Intégration de la RTC dans des codes industriels

La RTC classique est utilisée dans des codes de calcul (méthodes analytiques ou méthodes des éléments finis) le plus souvent pour modéliser "la thermique" des contacts à deux corps (transfert de chaleur) à une échelle macroscopique (*cf. Section 1.3.1.1*). Afin d'aller au-delà d'une simple quantité donnée en entrée de calcul, la nouvelle définition de la RTC propose ici de tenir compte des origines mécaniques et physico-chimiques des phénomènes. En comptabilisant la nature thermo-mécanique de chaque interaction, elle expose donc mieux les imbrications multiphysique et garantit un calcul plus précis des RTC en sortie numérique.

Bien que la nouvelle approche de calcul des RTC soit réalisée à une échelle locale, il est nécessaire que les résultats locaux soient introduits aux échelles supérieures. Dans ce cadre, nous proposons de caractériser la résistance thermique de contact équivalente R_{eq} (*cf. Figure 4.31*). Pour rappel (*cf. Section 2.6.3.2*), elle s'écrit sous la forme :

$$R_{eq} = \frac{1}{H_{eq}} = \frac{1}{H_1} + \frac{1}{H_2} + \dots + \frac{1}{H_m}. \quad (4.13)$$

avec m le numéro de la tranche horizontale.

Cette dernière aide à caractériser les valeurs des résistances calculées dans chaque tranche, incluant les effets des premiers corps et du troisième corps sans pour autant être trop "moyennante". Le risque étant alors d'occulter des phénomènes seuils. Cette résistance thermique de contact équivalente est donc une sonde de l'état tribologique à l'échelle de l'échantillon. Le volume de l'échantillon représentant une portion du contact, une modélisation par éléments finis pourrait inscrire ce volume au niveau d'une maille et y spécifier une résistance thermique de contact équivalente particulière (une moyenne, un minimum ou un maximum par exemple). Si un dialogue numérique s'opère entre la méthode des éléments discrets et la méthode des éléments finis, la valeur de la résistance thermique de contact équivalente peut être ajustée en fonction, par exemple, des conditions de pression et de vitesse locales au niveau de la maille.

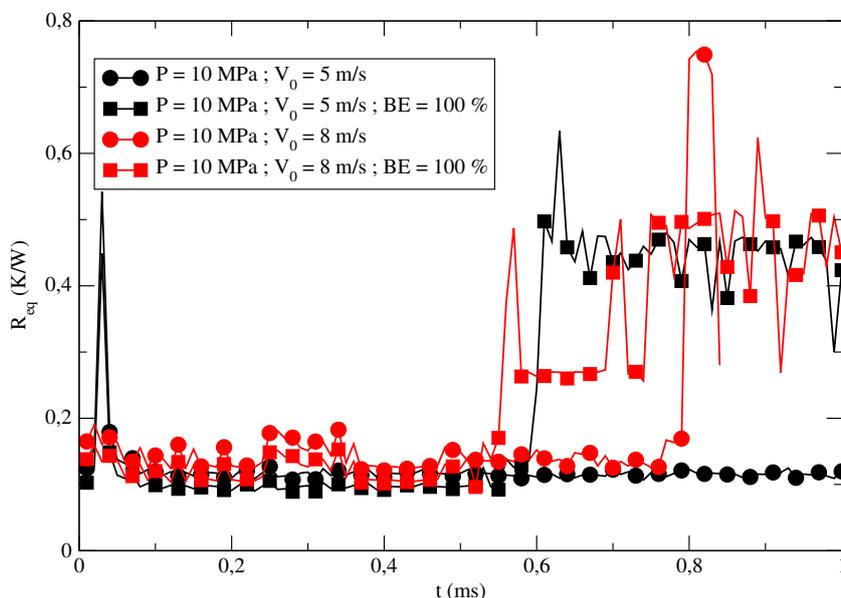


Figure 4.31: intégration aux échelles supérieures des phénomènes locaux par l'évolution temporelle de la résistance thermique de contact équivalente R_{eq} , pour les configurations $P = 10$ MPa, $V_0 = 5$ m/s et $P = 10$ MPa, $V_0 = 8$ m/s.

Sur cet exemple, les évolutions de R_{eq} suivent l'évolution de l'état mécanique local et signalent les dégradations seuils des premiers corps. Ces évolutions respectent en outre les ordres de grandeurs sur les valeurs des résistances thermiques de contact. Par exemple, à $t = 0,5$ ms et $t = 0,75$ ms, nous retrouvons les endommagements seuils des premiers corps, respectivement pour le cas $P = 10$ MPa, $V_0 = 5$ m/s avec usure et $P = 10$ MPa, $V_0 = 8$ m/s sans usure.

Dépasser les mesures globales en modélisant numériquement un contact à une échelle locale a permis de dégager des paramètres pertinents, tels que l'épaisseur de troisième corps. Ceci permet de tendre vers la compréhension des phénomènes thermo-mécaniques. Toutefois, il est important de conjuguer aux épaisseurs des premiers corps et du troisième corps, les natures des interactions entre particules et les hétérogénéités locales. Nous allons ainsi un peu plus vers l'origine des phénomènes locaux car ces caractéristiques à une échelle plus fine (échelle des particules) ont une incidence sur les mesures de résistance thermique équivalente. Chaque échelle, celle de l'interaction, celle de la particule ou celle du troisième corps (ensemble de particules et des interactions), est donc nécessaire à considérer afin d'expliquer les évolutions des résultats globaux.

4.5 Détermination des quantités seuils locales

Ce chapitre nous a donné l'occasion de décrire davantage le circuit tribologique thermo-mécanique en ajoutant la possibilité de modéliser les phénomènes d'usure.

Bien que des critères numériques arbitraires aient été avancés pour examiner l'usure en cours de freinage ou entre deux freinages, ils sont une première étape vers la compréhension des problématiques d'endurance en freinage aéronautique. Dans le but de les voir un jour en sortie d'algorithme, ils ont besoin, par le biais de moyens numériques ou expérimentaux complémentaires, d'être encore clarifiés sur leur dépendance aux phénomènes physiques. Autrement dit, ils tenteront de répondre aux questions : quels sont les éléments moteurs du phénomène d'usure ? qu'est-ce qui est à l'origine de l'éjection définitive de la matière hors du contact ? Malgré tout, la mise en place de l'usure agit comme un phénomène seuil car elle implique le réarrangement inévitable des premiers corps et du troisième corps. Par conséquent, les variations des équations d'équilibre des *débits énergétiques* impactent l'évolution de paramètres tribologiques comme le facteur de frottement, permettant au triplet tribologique d'atteindre un équilibre.

De manière générale, ces investigations multiphysique nous conduisent naturellement à rechercher des grandeurs qui rassemblent les physiques telles que les énergies. Des bilans énergétiques ont donc appuyé les débits de matière et flux de chaleur du circuit tribologique selon qu'ils désignent les formes d'énergie générées ou circulantes au sein des premiers corps et du troisième corps. Ils ont souligné que la quasi-majorité de la variation d'énergie cinétique au cours du freinage est dissipée à 80 % en énergie thermique (chaleur) et à 20 % en énergie mécanique (endommagement).

De telles subtilités locales supposent de définir une "sonde" tribologique afin de jauger de l'équilibre entre les phénomènes thermo-mécaniques. Selon cet objectif, des relevés de résistances thermiques de contact locales en fonction de l'évolution thermo-mécanique du système ont permis de perfectionner les différences de comportements entre premiers corps et troisième corps et de mettre en évidence les phénomènes seuils.

Ces seuils sont donc des quantités physiques particulières à atteindre et qui sont motrices pour acheminer le contact (triplet tribologique) vers une valeur d'équilibre énergétique. Comme pour la recherche de critères d'usure plus justes, ces quantités physiques sont à déterminer par le biais de nouvelles méthodes numériques ou expérimentales.

Conclusions générales et perspectives

Des apports de nouveaux concepts thermo-mécaniques...

L'étude, à plus forte raison numérique, du freinage aéronautique, nous a dévoilé une partie de la tribologie des contacts secs. Les habituels essais macroscopiques de qualification des freins ne permettent pas de caractériser complètement les notions de frottement, d'usure et de thermique (études *post-mortem*). Il faut aujourd'hui s'approprier des méthodes numériques telles que la méthode par éléments discrets, pour se projeter directement au sein du contact et en extraire une compréhension approfondie des phénomènes multiphysique et multiéchelle.

En termes de multiphysique, les mesures globales à l'échelle du frein ("puits de chaleur") révèlent principalement les aspects mécanique et thermique bien qu'il existe des conversions d'énergie cinétique sous d'autres formes. La démarche de modélisation proposée ici a été adoptée afin de traiter localement et simultanément ces aspects lors de freinages. Cette démarche se base sur les concepts de *triplet* et de *circuit tribologiques* et peut être séparée en :

- des développements thermo-mécaniques d'outils de modélisation par méthode des éléments discrets (*cf. Figure 4.33*);
- des interprétations en matière de performance et d'endurance lors du freinage aéronautique (*cf. Figure 4.34*).

A partir de la construction d'un échantillon hétérogène, représentant localement les constituants du matériau en composite carbone-carbone (matrice ou toron) et de sollicitations tribologiques de type freinage, nous avons choisi et ajusté des modèles. Ces derniers ont pour objectif de simuler :

- l'intégrité mécanique des premiers corps (loi *CZM*);
- la possibilité de réactions physico-chimiques à l'échelle du troisième corps (loi *WET*);
- les conversions thermo-mécaniques (génération de chaleur);
- les problèmes de continuité thermique entre et au niveau des premiers corps et du troisième corps (transfert conductif de la chaleur).

Afin de vérifier le point des problèmes de continuité thermique au niveau du triplet tribologique, nous avons systématiquement confronté les modèles par éléments discrets proposés avec des méthodes alternatives : que ce soit numériquement, par méthode des éléments finis, dans le cas du transfert de chaleur dans un milieu continu ou expérimentalement, par la conception d'une *boîte granulaire* de manière à caractériser le transfert de chaleur au sein d'un milieu discret (lit de billes). Ces nombreuses possibilités de modélisation sous une approche unique (méthode des éléments discrets) permet de traduire l'évolution des circuits tribologiques (mécanique, thermique, ...). En ce sens, le modèle a été instrumenté afin de suivre les résultats des simulations d'un point de vue mécanique (évolution de l'endommagement), rhéologique (évolution du facteur de frottement) et thermique (évolution de la température ou des flux

thermiques).

Nous avons sélectionné des paramètres numériques sans prise en compte de l'usure : ceux localisés à l'échelle de l'interaction entre deux particules (force de cohésion), ceux se trouvant à l'échelle de l'échantillon (distribution de torons, volume élémentaire, épaisseur initiale de troisième corps) et ceux se situant à une échelle supérieure reliée aux conditions limites (pression, vitesse initiale). Après simulation, ils ont mis en exergue des compétitions entre les énergies d'*action*, apportées au système via la pression et la vitesse (énergies globales) et les énergies de *réaction* des premiers corps et du troisième corps (énergies locales). Ces énergies locales sont liées à la recherche de l'intégrité des premiers corps via leur résistance mécanique et du maintien du troisième corps via la force de cohésion. Grâce à la considération de propriétés hétérogènes, le suivi de l'endommagement des premiers corps nous a montré que ces compétitions aboutissent à l'existence de valeurs seuils. Ces seuils déterminent le passage drastique d'un arrangement particulier des premiers corps et du troisième corps à un autre ainsi qu'une nette modification des comportements thermo-mécaniques associés.

Le concept de *température flash*, maintes fois étudié dans la littérature, peut être vu comme une conséquence de tels seuils. Il s'agirait d'une dégradation locale, intense et dynamique des premiers corps, faisant naître du troisième corps par le biais du débit source. Par ailleurs, la recirculation locale du troisième corps a révélé l'existence de phénomènes de *rouleaux thermiques*, localisant la génération de chaleur et donc la température. Ces *rouleaux thermiques* peuvent donc être aussi à l'origine de la *température flash* et émanent, par *effet de coin*, du piégeage du troisième corps entre les torons rattachés aux premiers corps et les fragments de torons résiduels. L'activation de seuils dépend donc de la valeur de chaque paramètre, qu'il soit externe (solicitation) ou interne (cohésion).

Ce travail de thèse nous a par ailleurs interpellé sur les précautions à avoir lors de calculs avec des associations de paramètres. En plus de garantir l'intégrité des modèles numériques en cours de simulation (proportion de premier corps majoritaire), nous avons montré que les résultats thermo-mécaniques associés à un même produit pression \times vitesse appliqué donnait des résultats disparates. En effet, les paramètres de calcul sont décorrélés les uns des autres et ils ont chacun un rôle moteur à jouer dans l'évolution de la vie du contact. Ceci est d'autant plus vrai que le temps de calcul (de l'ordre de la milliseconde) restreint nos analyses à un domaine d'étude très transitoire.

L'existence de seuils conduit à modifier brutalement la présence et la quantité de débits dont l'activation peut être d'ordre mécanique, thermique et donc énergétique. Ces *débits énergétiques* (thermo-mécaniques) portent l'information de l'état de la compétition entre énergies globales et énergies locales. Par exemple, il semble exister un lien étroit entre pression, vitesse (énergies globales) et force de cohésion (énergies locales), qui joue notablement sur l'évolution du facteur de frottement et donc de la température. Autrement dit, l'évolution du facteur de frottement est en relation directe à la variation spatio-temporelle des équations des *débits énergétiques*. Ces derniers sont à considérer sous plusieurs formes car, à mêmes propriétés mécaniques des

premiers corps, les effets thermiques peuvent être contradictoires en fonction :

- des conditions aux limites mécaniques et thermiques (périodicité) ;
- des valeurs de la force de cohésion octroyées au troisième corps ;
- des valeurs de la pression et de la vitesse appliquées aux premiers corps.

Les difficultés liées à la dynamique du contact nous ont amené à redéfinir la notion de Résistance Thermique de Contact (RTC). Cette grandeur est un des moyens de mesure de l'état thermo-mécanique local. Classiquement, elle met en rapport une différence de température entre deux points et le flux de chaleur échangé entre ces deux points. Dans notre approche, nous avons souhaité prendre en compte la dépendance du flux de chaleur à l'état mécanique de l'échantillon ; c'est-à-dire à l'ensemble des états des liaisons entre les particules numériques (liaisons discrètes, endommagées, continues).

Par ce biais, nous avons vu qu'une proportion déterminée de troisième corps stabilise dynamiquement l'échantillon numérique et que l'ajout de l'usure assiste la thermique dans la dissipation de l'énergie cinétique. Ces résultats suggèrent la possibilité d'identifier des énergies :

- "dissipatrices" ayant tendance à fragmenter les premiers et troisième corps, à évacuer la chaleur (*vecteurs thermiques*) ;
- "conservatrices" favorisant l'intégrité des premiers corps, la reconstitution du troisième corps (cohésion) et la localisation de la chaleur (*rouleaux thermiques*).

Ces compétitions pilotées par l'intermédiaire de valeurs seuils, bien que déduites de l'échelle des constituants numériques (torons), peuvent faire l'objet d'une analogie avec les mécanismes réactionnels à l'échelle des molécules. Les seuils ou états transitoires sont déterminés par la distance d'interaction et l'énergie de réaction à franchir pour passer d'un état A à un état B, énergétiquement minimisé. En parallèle, l'évolution spatio-temporelle de l'énergie du triplet tribologique fait l'objet de franchissements de seuils énergétiques afin qu'elle tende vers une valeur d'équilibre (*cf. Figure 4.32*). L'action des sollicitations apportées au triplet tribologique et de ses réactions au niveau des premiers corps et du troisième corps (usure, rupture, cohésion) modifient les énergies seuils. Dans le but d'acheminer le triplet tribologique vers une valeur d'énergie d'équilibre, les conversions d'énergie d'une forme à une autre (mécanique, thermique, physico-chimique, acoustique, ...) sont indispensables au sein d'un espace énergétique. Ces conversions peuvent être vues comme des échanges d'informations entre les premiers corps et le troisième corps pour accomplir cet équilibre. Volontairement, nous ne souhaitons pas employer l'expression de "minimisation de potentiel" car il nous semble que les contributions "positives" ou "négatives" sont à comptabiliser telles quelles en termes d'énergie. Il nous paraît ainsi plus évident de parler d'une présence trop ou pas assez importante de troisième corps amenant à une épaisseur d'équilibre donnée.

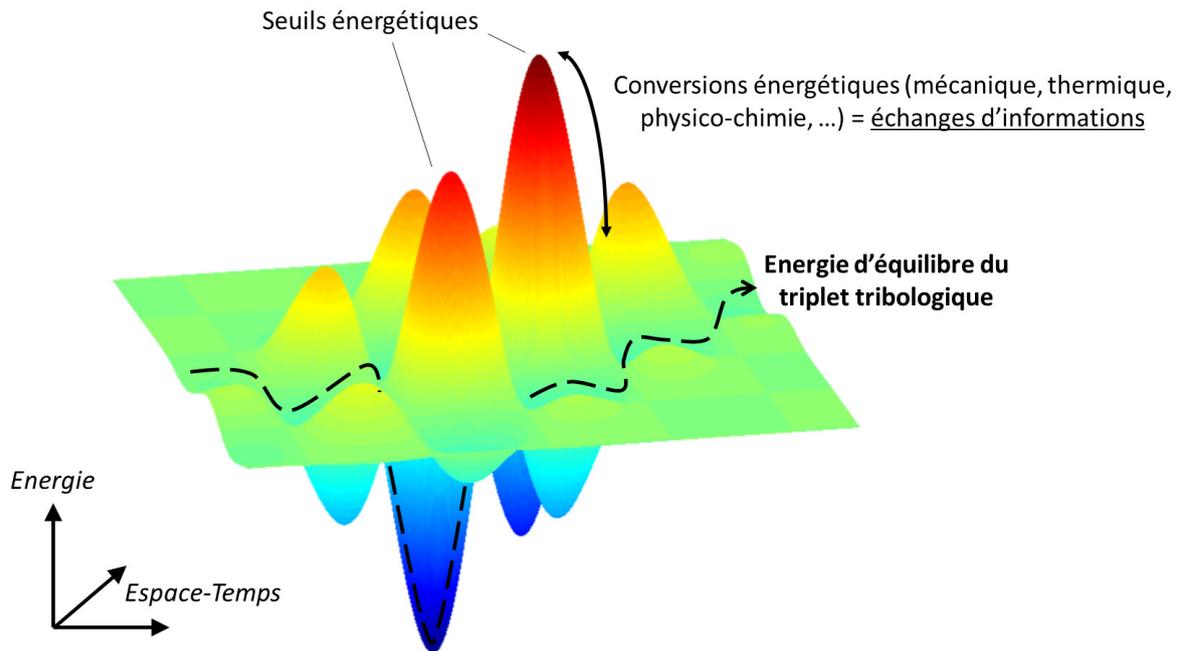


Figure 4.32: espace énergétique dans lequel le triplet tribologique recherche l'équilibre.

...aux suggestions industrielles

Munis d'outils numériques traduisant des aspects plus fondamentaux, ce travail de thèse a tenu à investiguer les problématiques de la performance (frottement) et de l'endurance (usure) en freinage aéronautique. Bien que ces dernières aient tendance à être antagonistes d'un point de vue macroscopique, il faut trouver des éléments maximisant la dissipation de l'énergie cinétique tout en conservant le maintien des premiers corps et du troisième corps.

Afin de privilégier les dissipations d'ordre thermique (génération et conduction de la chaleur) à celles d'ordre mécanique (rupture des premiers corps, usure), il serait intéressant de poursuivre un travail concernant le rôle des premiers corps, en particulier des torons. En effet, en matière de performance de freinage et d'endurance, ces derniers sont des renforts mécaniques décisifs mais aussi des *vecteurs thermiques*, renforçant par ailleurs l'évacuation de la chaleur. Afin d'améliorer les propriétés thermo-mécaniques, ces torons pourraient être remplacés par des fils métalliques (*e.g.* alliages d'aluminium).

Même si cela n'a pas été étudié spécifiquement dans ce travail de thèse, n'oublions pas que les composites carbone-carbone sont sujets à une forte réactivité avec l'environnement, en particulier aux problèmes d'oxydation à haute température. Afin de préserver le mieux possible la légèreté des disques de frein, des solutions matériaux alliant le carbone avec du silicium [ZHO 12], du zirconium [QIA 13] ou du bore [SEG 04] vont dans le sens de la diminution de

ces oxydations.

De manière plus originale, nous pourrions également imaginer la création d'une couche de troisième d'épaisseur spécifique. Ses propriétés devraient :

- dissiper le maximum de chaleur en son coeur par des interactions mécaniques et physico-chimiques fortes ;
- évacuer le maximum de chaleur vers les premiers corps par des éléments conducteurs, particulièrement à l'interface entre premiers et troisième corps ;
- protéger de la dégradation les premiers corps par des interactions mécaniques et physico-chimiques faibles à l'interface entre premiers et troisième corps.

Par conséquent, ce troisième corps "idéal" serait à gradient de propriétés. De plus, par le biais des porosités et de l'action de la température, les constituants des premiers corps se dilatent et ont donc moins de possibilités d'être mobiles. Les propriétés des premiers corps deviennent donc mécaniquement stationnaires et induisent leur mise en conformité stable. Sur quelques micromètres voire moins, la plupart des modifications des propriétés ont donc lieu au sein du troisième corps et devraient donc changer de nature d'un extrême à une autre. Des solutions composites à base de nanoparticules dont les propriétés (taille, distribution, nature, concentration, ...) déterminent leur position au sein du troisième corps sont ainsi envisageables.

Perspectives

Perspectives numériques

Modélisation multiéchelle - couplage et dialogue FEM-DEM

Bien que la méthode par éléments discrets (DEM) permette une modélisation explicite des phénomènes de frottement et d'usure à l'interface des premiers et troisième corps, elle est coûteuse en temps de calcul. Nous avons simulé des phénomènes dans un ordre de grandeur autour de la milliseconde. Malheureusement, la plupart de ceux-ci sont transitoires. En tenant compte des améliorations algorithmiques (parallélisation, décomposition de domaines, etc) et des progrès des ordinateurs, il faudrait prolonger les temps des simulations pour tendre vers des régimes stabilisés et construire des échantillons de taille plus réaliste.

De plus, la DEM ne tient pas compte de la variation de géométrie et des comportements des premiers corps et du mécanisme (raideur du tube de torsion, ovalisation de la roue). Que peut-être par exemple l'effet du mode d'application de la force normale (raideur) sur le comportement thermo-mécanique du troisième corps ? Un manque de compréhension des phénomènes locaux (*e.g.* loi de frottement en entrée) nous pousse à employer des méthodes semi-analytiques ou par éléments finis (FEM). Pour travailler parallèlement à une échelle locale (troisième, premiers corps) et à une échelle globale (premiers corps, mécanisme), il pourrait être intéressant de récupérer les avantages des méthodes DEM et des méthodes FEM, sous

formes d'un couplage [CAO 11] ou d'un dialogue [NHU 13] numérique.

En lien avec le freinage aéronautique et ses aspects thermo-mécaniques, des dialogues numériques préliminaires ont été conduits avec succès au niveau d'un monorotor [MBO 12, BUS 13] ; entre la plateforme logicielle *LMGC90* et le logiciel non-commercial *Castha*, interne à SAFRAN Messier-Bugatti-Dowty.

Après identification des grandeurs significatives à faire dialoguer, l'objectif est de récupérer les informations concernant la cinématique et la température calculées par le modèle global (modèle FEM) et de les mettre en conditions limites du modèle local (modèle DEM). Inversement, les résultats rhéologiques (facteur de frottement moyen) ou thermiques (température moyenne) issus de l'approche locale sont intégrés en entrée de l'approche globale. Cette dernière se retrouve donc enrichie des informations locales.

Il est nécessaire de prendre certaines précautions sur les stratégies de dialogue. La grande différence de temps des simulations de l'échelle globale (plusieurs secondes) par rapport à celles de l'échelle locale (plusieurs millisecondes) ainsi que la non-représentativité du volume élémentaire (gradients mécaniques ou thermiques temporels et directionnels) par rapport à toute la surface en contact, limitent la validité du dialogue dans une zone spatiale et temporelle bornée.

Concernant les stratégies, il est possible d'envisager des dialogues *itératifs* ou *cartographiques*. Dans le cas du dialogue *itératif*, le choix porte sur des intervalles spatio-temporels définis ainsi que sur la manière de considérer les grandeurs échangées (moyenne, minimum, maximum). Il faut alors s'assurer que les échanges de données convergent. Le dialogue de type *cartographique* est, quant à lui, intéressant pour complexifier la dépendance de certaines grandeurs. Le facteur de frottement dépend par exemple de la pression, de la vitesse de glissement et de la température. A partir d'abaques ou cartes réalisées précisément à l'échelle locale, les problèmes de convergence liés aux itérations peuvent être évités.

Modélisation multiphysique - couplage mécano-thermo-physico-chimique

Dans notre travail, le résultat de processus physico-chimiques, à travers la force de cohésion, s'est révélé constant en cours de simulation. Pourtant, cette grandeur est décisive car elle s'est trouvée être un catalyseur des phénomènes seuils observés. Des détails physiques pourraient donc être apportés en perspective ; comme la modulation d'une telle variable avec le temps ou la température [CHA 09, REN 11b] en lien avec la thermodynamique et la cinétique de réactions chimiques. Les simulations par méthode des éléments discrets pourraient donc insérer des modèles d'environnements gazeux spécifiques décisifs pour raffiner les circuits tribologiques.

Par ailleurs, compte tenu des températures progressant rapidement au sein du contact sous conditions de freinage, il est important de tenir compte du retour des effets thermiques sur la mécanique des éléments discrets. Le comportement volumique des particules pourrait être ainsi

modifié par la modélisation de dilatations thermiques [VAR 07] et le comportement interactif (loi *CZM*), altéré au niveau de la raideur de la liaison. Bien entendu, les effets thermiques pourraient eux-mêmes être fonction de la température (conductivité thermique, capacité thermique) et enrichis avec la prise en compte du rayonnement dans le cas de simulations plus longues, impliquant une température plus élevée.

Modélisation en trois dimensions - étude des débits latéraux

Premièrement, des recherches devraient être poursuivies sur l'écriture d'un critère d'usure réaliste. Pour le moment arbitraire, il doit préciser ce qui fait le moteur de l'usure, c'est-à-dire le(s) lien(s) entre les quantités locales (force de cohésion, raideur) et globales (solllicitations appliquées à l'échantillon).

Deuxièmement, afin d'atteindre un compromis entre temps de calcul et complexité de modélisation, nous avons simulé des comportements thermo-mécaniques à deux dimensions dont les résultats pourraient être modifiés en cas de modélisation tridimensionnelle. L'éventualité de débits latéraux ajoutés aux débits longitudinaux peuvent ainsi avoir un impact sur l'équilibre du circuit tribologique et influencer sur le comportement thermo-mécanique le long du rayon du disque. Il serait donc faisable d'étudier, à titre d'exemple, la migration de points chauds [CRI 07] suite à l'éjection de particules latérales grâce à un critère d'usure affiné.

Modélisation de la microstructure des premiers corps

Malgré la mise en place d'échantillons numériques en composites carbone-carbone biphasiques, il reste des progrès à réaliser afin de modéliser toute la complexité de ces matériaux. Les interfaces entre matrice et torons, les porosités résiduelles comptant jusqu'à 20 % du volume du matériau, sont des éléments essentiels pour mieux comprendre les comportements tribologiques. Dans ce cadre, nous proposons des pistes de réflexions sur :

- l'enrichissement de la loi *CZM*, prenant en compte l'anisotropie mécanique portée au niveau de la raideur [CHA 13b] ;
- le développement d'une anisotropie thermique en fonction de l'orientation propre des particules et de l'orientation des contacts.

Perspectives expérimentales

Peu étudiées dans cette thèse, ajoutons la pertinence de recherches expérimentales caractérisant les propriétés qui gouvernent les comportements élémentaires du fonctionnement d'un contact. Ces mesures expérimentales, guidées par les mesures numériques conforteront le choix des valeurs de grandeurs (*e.g.* thermiques) dans les modèles numériques et permettront d'appréhender davantage les effets de changement de taille entre premiers corps et troisième corps. Une question sous-jacente consiste à savoir si la physique du troisième corps est différente de celle mesurée plus classiquement à l'échelle des premiers corps ? Nous pouvons par la suite nous demander quelles sont les briques élémentaires nous assurant de l'équivalence des comportements physiques locaux à une échelle supérieure ? Les réponses à ces questions

nous informeront sur les tailles de particules à adopter dans les modèles numériques, tout en sachant la manière dont s'établit la physique entre particules de troisième corps ainsi qu'entre premiers corps et troisième corps.

A défaut de pouvoir instrumenter le contact *in-situ*, il faudrait caractériser ses propriétés sous des conditions maîtrisées comme la composition chimique de l'environnement ou l'histoire tribologique vécue par des échantillons.

A une échelle macroscopique, en incorporant un contact dans une enceinte où la composition chimique est contrôlée, nous pourrions suivre les réactions chimiques résultantes des interactions exclusives entre les premiers corps et le troisième corps. Ceci nous permettrait de distinguer les actions physico-chimiques, des actions mécaniques provoquant, dans le cas des composites carbone-carbone, leur oxydation. En maîtrisant par ailleurs vitesse de glissement, pression et température du système, nous pourrions ensuite détailler les impacts de la mécanique, de la thermique et de la physico-chimie au contact. Des précisions seraient ainsi apportées sur les réactions exothermiques ou endothermiques modulant les bilans d'énergie.

A une échelle microscopique, des mesures thermo-mécaniques (traction, compression, diffusivité thermique, ...) et physico-chimiques (adhésion) pourraient être effectuées entre deux particules de troisième corps. Compte tenu des limites expérimentales (moyens de manipulation, sensibilité des mesures, ...), il faudrait alors savoir si ce sont des agrégats. Ces mesures pourraient raffiner le paramètre numérique de la force de cohésion par exemple et seraient aussi très intéressantes pour caractériser les propriétés thermo-mécaniques et physico-chimiques du troisième corps à différents stades du freinage. L'histoire tribologique des échantillons pourrait donc être prise en compte. Par exemple, entre deux mesures globales significativement différentes en termes de facteur de frottement ou d'usure, pouvant provenir d'endommagements brusques, il serait envisageable de caractériser, via des essais d'adhésion, le tartinage du troisième corps (*cf. Section 2.4.5.2*). Ces essais permettraient de prévoir, en lien avec les essais numériques (ajustement de la force de cohésion), la formation de *rouleaux thermiques* et transfert de chaleur par le biais de *vecteurs thermiques*.

De telles expériences modèles permettraient donc de donner des valeurs aux grandeurs numériques (*e.g.* force de cohésion) et de confirmer les phénomènes thermo-mécaniques mis en avant (dégradation, tartinage, *rouleaux thermiques*). La connaissance des quantités physiques associées à la mécanique, la thermique ou la physico-chimie, serait précieuse pour établir le bilan énergétique d'un contact sec et pour arriver à définir des critères d'usure physiques adéquats. En considérant l'histoire tribologique, il serait alors d'autant plus motivant de connaître les valeurs seuils nécessaires à prédire les changements d'équilibres des contacts, que de découvrir les parts que constitue chaque contribution énergétique.

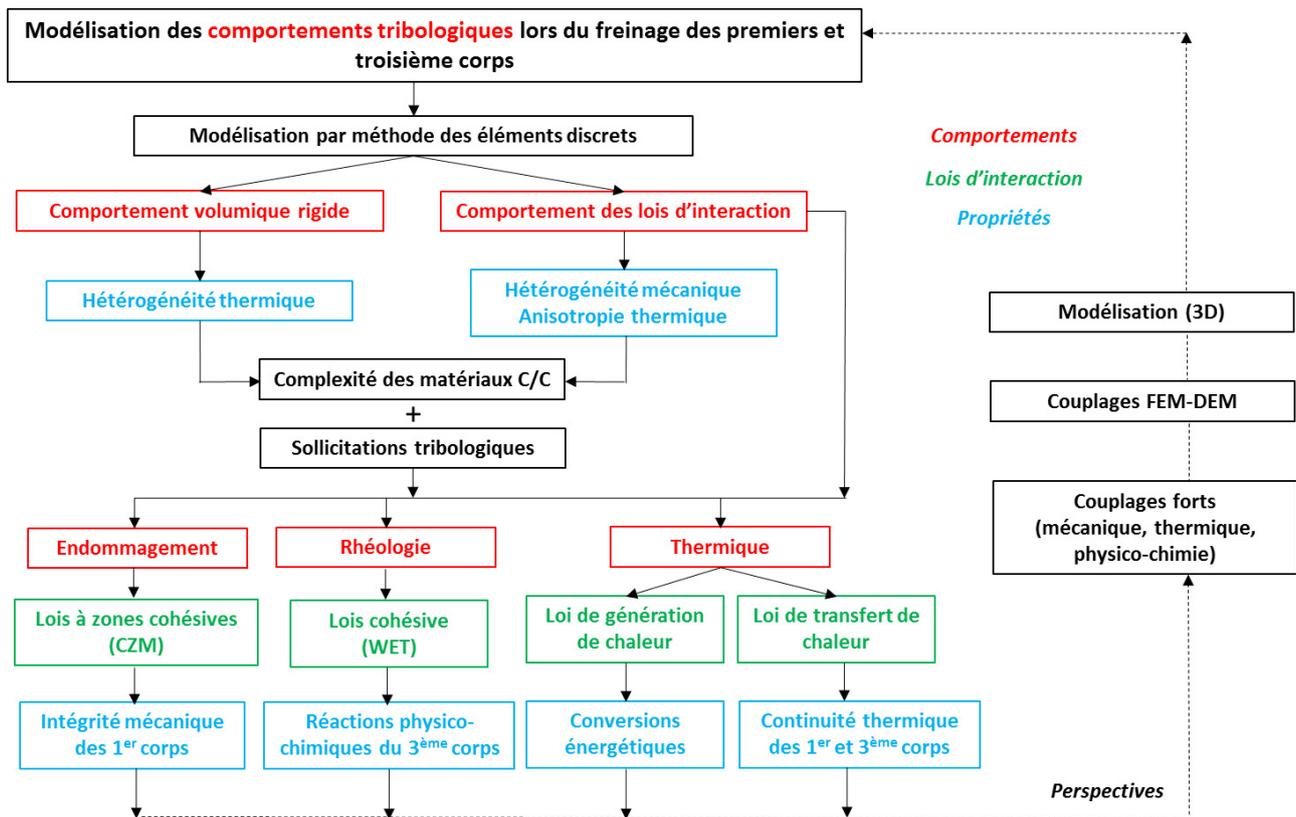


Figure 4.33: récapitulatif des développements thermo-mécaniques réalisés par la méthode des éléments discrets.

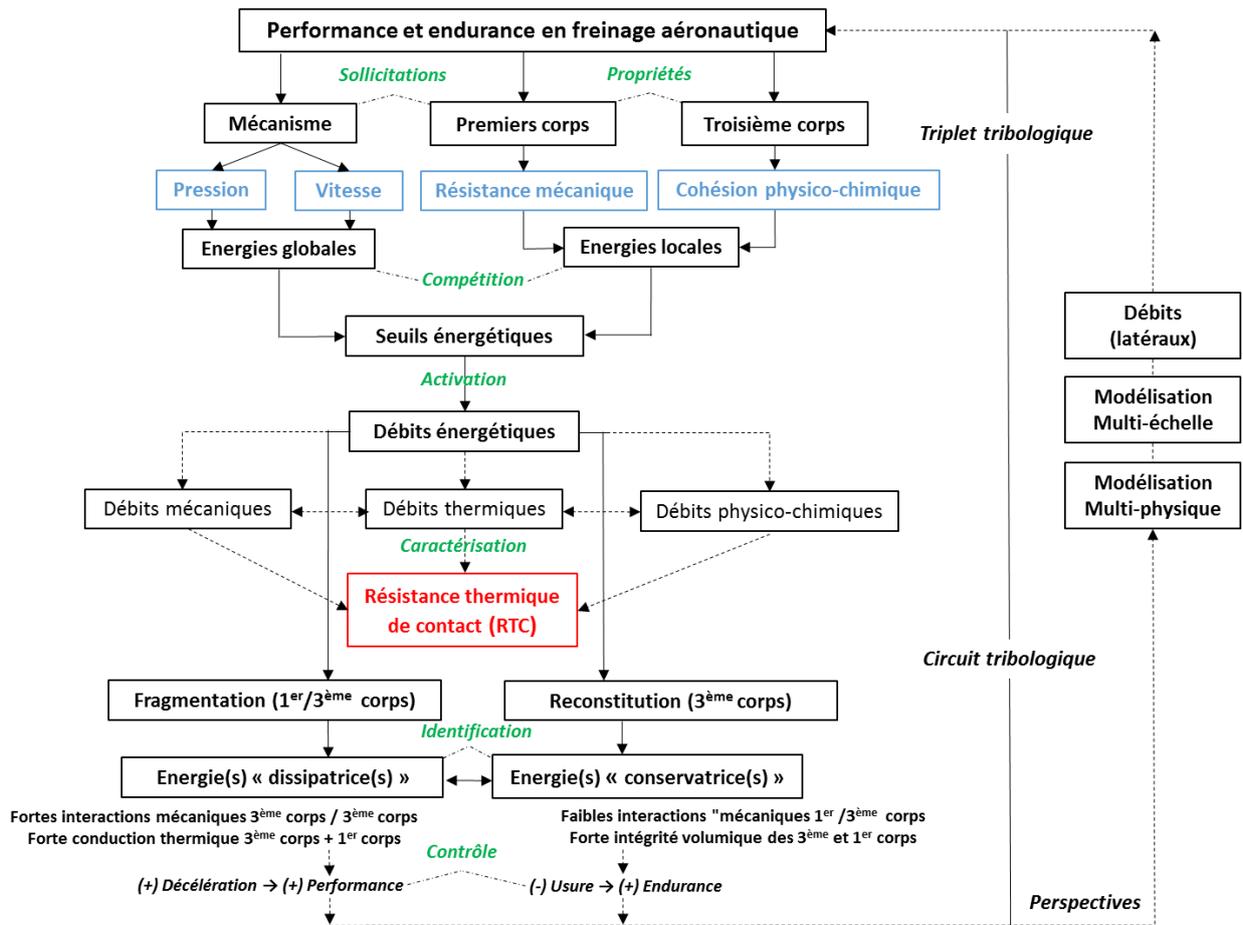


Figure 4.34: possibilité de résolution de la problématique de la performance et de l'endurance en freinage aéronautique.

Annexe A : Validation mécanique de la modélisation d'un milieu continu équivalent

Construisons un volume de taille $3 \text{ mm} \times 3 \text{ mm}$ (volume homogène) composé de 6360 particules rigides. Ce volume tient compte d'un taux volumique de torons (entre 4 et 5 %) de taille réelle (diamètre entre 300 et 400 μm , longueur de l'ordre de 1,2 mm) nous amenant au résultat moyen de 3 torons dans un volume élémentaire de 10 mm^2 . Les disques ont alors un rayon moyen de 19 μm avec une polydispersité de 20 %.

Nous détaillons ici la caractérisation du comportement mécanique lors d'essais de traction et de compression. Ces particules (disques) se trouvent compactées entre une paroi inférieure encastrée et une paroi supérieure sur laquelle une pression de 1 MPa est appliquée (*cf. Figure A.1*).

Les lois d'interactions entre les particules sont unilatérales sans ajout de force de cohésion. Lorsque l'échantillon est compacté, nous substituons les lois unilatérales par des lois *CZM* puis nous le relaxons. Nous appliquons ensuite une force de compression de 1 MPa pendant 10 ms avec les paramètres suivants :

- raideur normale $C_n = 10^5 \text{ MPa}\cdot\text{mm}^{-1}$;
- raideur tangentielle $C_t = 10^5 \text{ MPa}\cdot\text{mm}^{-1}$;
- viscosité $b = 0 \text{ N}\cdot\text{ms}\cdot\text{mm}^{-1}$;
- énergie à la rupture $w = 0,1 \text{ J}\cdot\text{ms}^{-2}$;
- distance d'alerte $d_{alert} = 1,5\cdot 10^{-3} \text{ mm}$;
- masse volumique des parois supérieure et inférieure $\rho^{sup}, \rho^{inf} = 0,175 \text{ g}/\text{mm}^{-3}$;
- masse volumique d'une particule $\rho^p = 1,75\cdot 10^{-3} \text{ g}/\text{mm}^{-3}$.

Nous réalisons des mesures du déplacement et de la force au niveau de la paroi supérieure. Cela nous permet alors d'obtenir la loi de comportement montrée dans le *chapitre 2* (*cf. Figure 2.9(b)*).

Afin d'évaluer le comportement en traction, nous nous replaçons à la fin de l'étape de relaxation avec les paramètres du modèle de zone cohésive. Nous appliquons une vitesse de traction à la paroi supérieure de $0,001 \text{ mm} \cdot \text{ms}^{-1}$ durant 10 ms et obtenons la courbe de traction vue en référence (*cf. Figure 2.9(a)*).

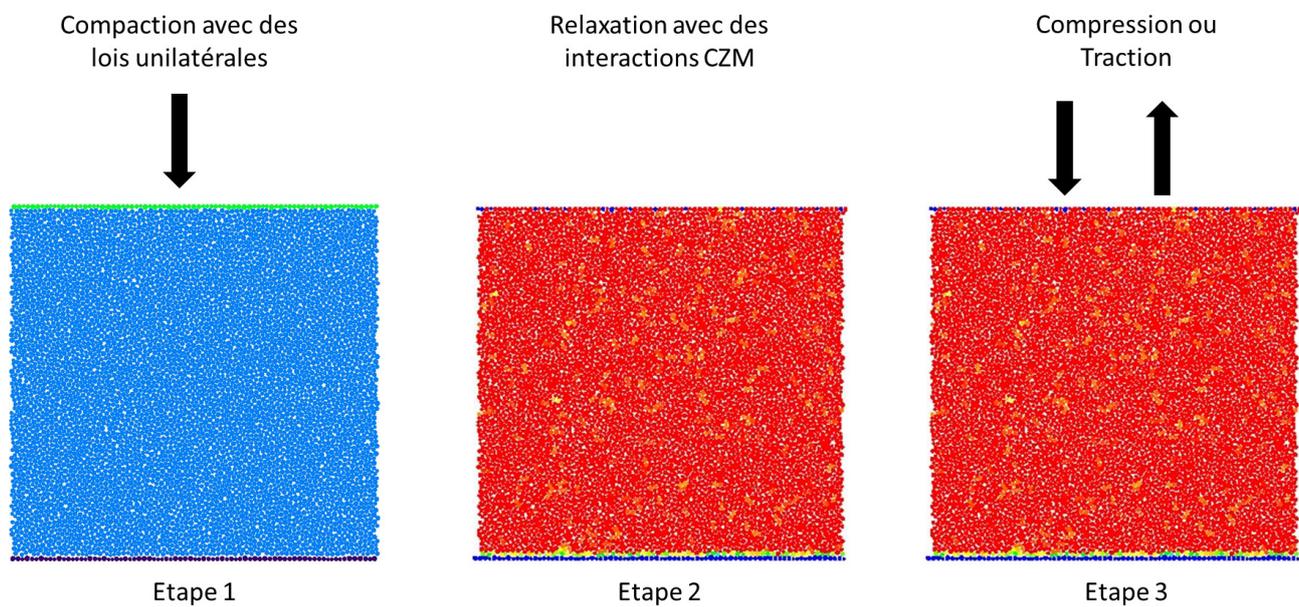


Figure A.1: étapes de préparation d'un échantillon homogène soumis à des sollicitations de compression ou traction.

Annexe B : Validation thermique de la modélisation d'un milieu continu équivalent

Dans le *chapitre 2* nous nous sommes demandés comment prendre en compte la thermique d'un milieu continu si les premiers ou le troisième corps sont régis par des modèles *CZM*. Par conséquent nous avons abouti à l'écriture d'une formulation de la conductance thermique (*cf. Équation (2.57)*) de contact régissant le transfert de chaleur par conduction au sein d'un milieu continu équivalent sans maillage additionnel. Pour rappel, le flux de chaleur conduit entre deux particules i et j vaut :

$$Q_{cond}^{ij} = H^c(T_i - T_j), \quad (4.14)$$

avec

$$H^c = \frac{\pi k_{th}^*}{\nu}. \quad (4.15)$$

Dans cette équation, ν , semblable à la coordinance d'un milieu, est le nombre de contacts moyen dans l'échantillon étudié. Il vaut 4 pour un empilement carré, 6, pour un empilement hexagonal et une certaine valeur pour un empilement aléatoire, valeur qui dépend de la polydispersité en rayon des particules. Afin de valider le modèle proposé, nous chauffons à une température constante (1 000 K) trois volumes homogènes, définis dans l'*annexe A*, au niveau de leur paroi inférieure. Un volume est constitué de particules rigides de même rayon (19 μm) empilées sous forme de carrés, un autre volume sous formes d'hexagones et un dernier dont les particules de rayon polydisperse à 20 % sont agencées aléatoirement. Les interactions entre particules sont de type *CZM* non-endommagées (*i.e.* $\beta = 1$ au niveau d'une interaction) de manière à prendre en compte la continuité du milieu. Les propriétés thermiques des particules rigides sont les suivantes :

- conductivité thermique $k_{th} = 0,01 \text{ W}\cdot\text{mm}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$;
- capacité thermique massique $c = 1500 \text{ J}\cdot\text{g}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$;
- masse volumique d'une particule $\rho^p = 1,75\cdot 10^{-3} \text{ g}/\text{mm}^{-3}$.

Confrontation DEM/FEM

Afin de confronter ces trois milieux régis par la méthode des éléments discrets, nous réalisons un milieu aux propriétés identiques mais qui est simulé par la méthode des éléments finis (ANSYS®). La maille, de côté égal à 38 μm , circonscrit une particule. Les conditions aux limites sont adiabatiques et les temps de simulations atteignent 500 ms (*cf. Figure B.1*).

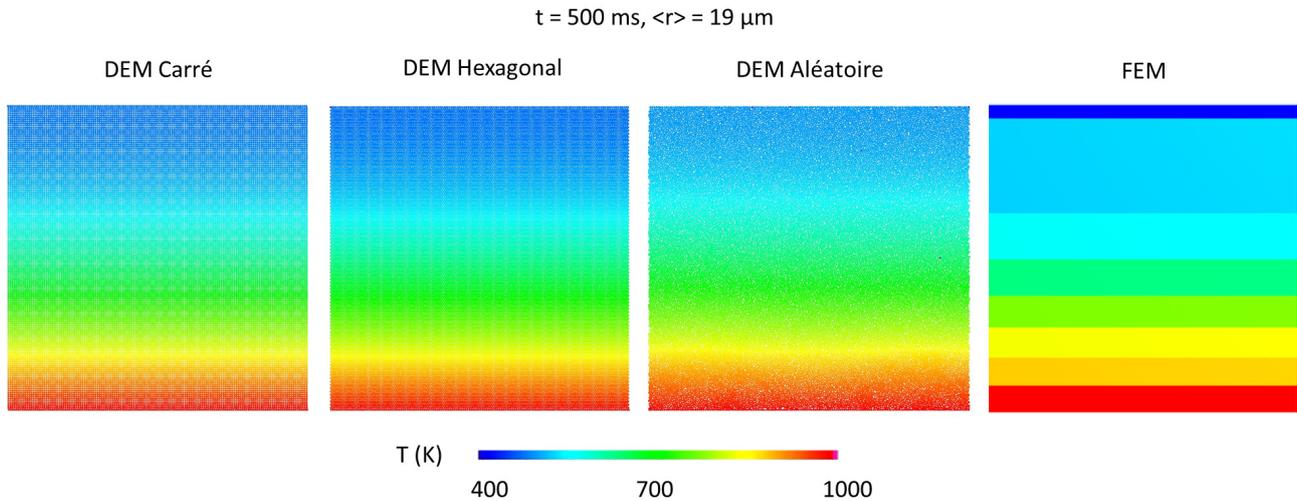


Figure B.1: comparaison des champs de température en fin de simulation pour les différents empilements de rayon moyen $\langle r \rangle = 19 \mu\text{m}$ qui utilisent la méthode des éléments discrets (DEM) par rapport à la méthode des éléments finis (FEM).

Les résultats thermiques nous montrent de très bonnes superpositions entre les trois empilements avec des éléments discrets et le calcul réalisé par la méthode des éléments finis (*cf. Figure B.2*). Le cas hexagonal manifeste une évolution de la température légèrement en deçà des autres cas de figure. Cela provient de la compacité avec un tel empilement : le nombre de particules pour remplir le même espace est légèrement plus important (7 144 contre 6 360 pour le cas aléatoire et 6 241 pour le cas carré). Les échanges de chaleur sont ainsi légèrement plus nombreux et homogénéisent mieux les températures.

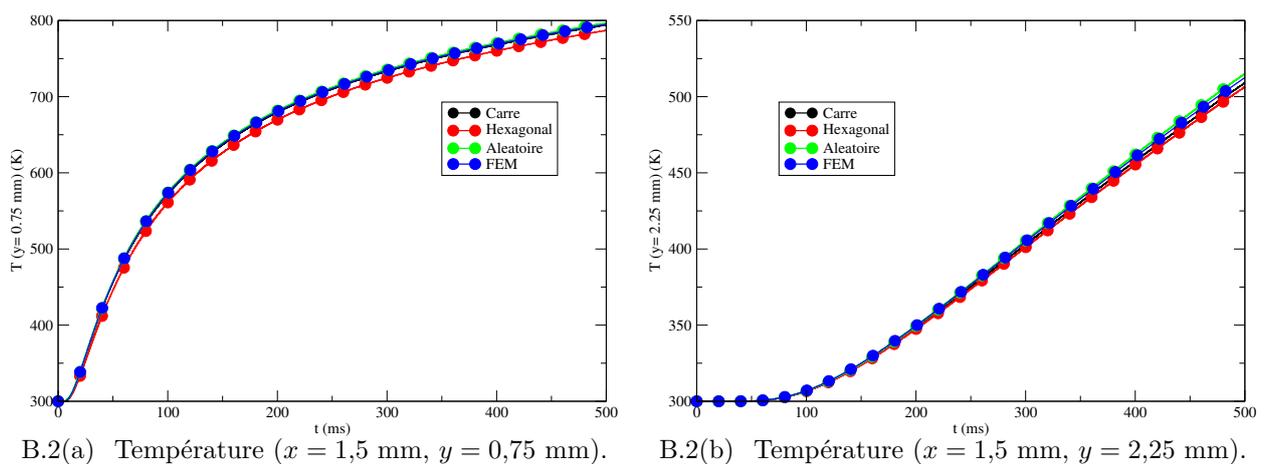


Figure B.2: évolution de la température entre les empilements DEM de rayon moyen $\langle r \rangle = 19 \mu\text{m}$ et le milieu FEM.

Question de la discrétisation spatiale

Après cette validation en matière d'empilement, nous nous sommes interrogés sur le problème de la discrétisation spatiale. Est-ce qu'en augmentant le nombre de particules (*i.e.* réduire le rayon moyen), la thermique d'un milieu continu équivalent est toujours respectée? Dans cet objectif, nous divisons le rayon moyen des éléments discrets par deux (*i.e.* $\langle r \rangle = 9,5 \mu\text{m}$) (*cf.* *Figure B.3*).

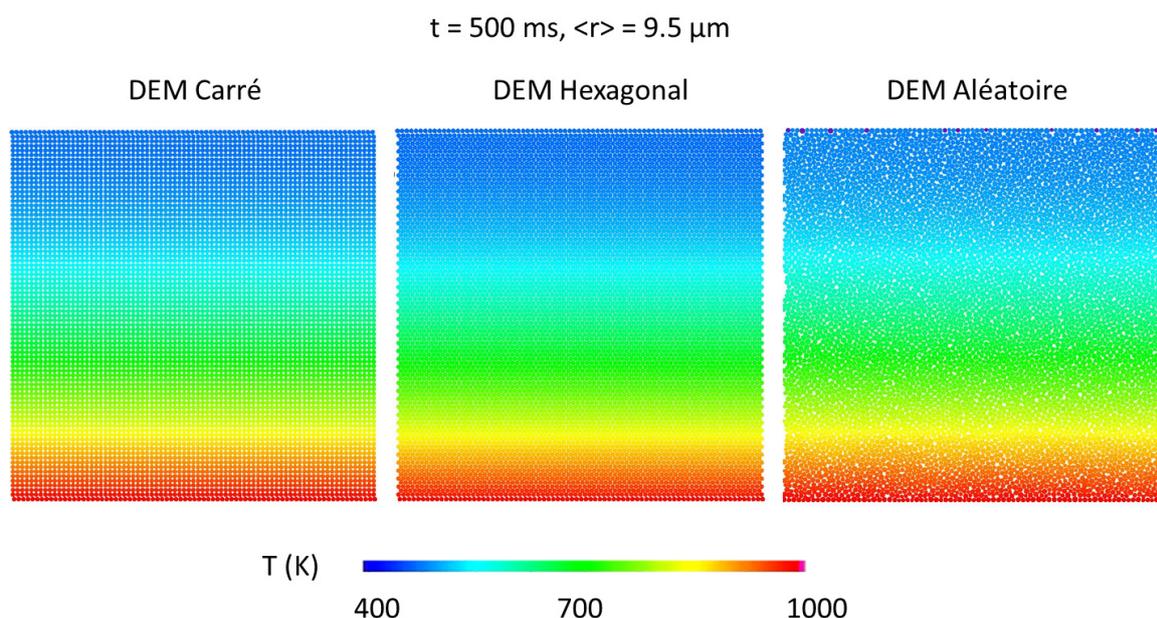
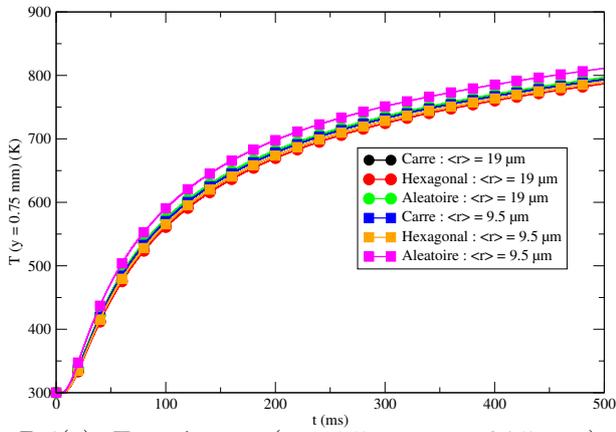


Figure B.3: comparaison des champs de température en fin de simulation pour les différents empilements de rayon moyen $\langle r \rangle = 9,5 \mu\text{m}$ en utilisant la méthode des éléments discrets (DEM).

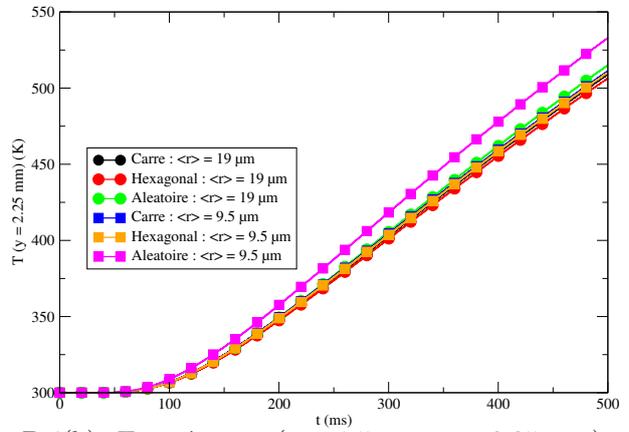
Les résultats sont de nouveaux conformes : les températures atteintes dans le milieu continu équivalent sont similaires (*cf.* *Figure B.4*).

Reproductibilité de l'empilement aléatoire

Il existe plusieurs façons d'arranger les éléments discrets polydispersés dans le volume. Sous sollicitations dynamiques, la configuration n'est jamais la même et les particules changent régulièrement de positions. Il faut donc s'assurer que ces variations n'impactent pas le comportement thermique pour un milieu continu équivalent. Après calculs, nous constatons que ce comportement thermique est correctement reproduit pour cinq empilements aléatoires (*cf.* *Figure B.5*).



B.4(a) Température ($x = 1,5 \text{ mm}$, $y = 0,75 \text{ mm}$).



B.4(b) Température ($x = 1,5 \text{ mm}$, $y = 2,25 \text{ mm}$).

Figure B.4: évolution de la température entre les empilements DEM de rayon moyen $\langle r \rangle = 19 \mu\text{m}$ et ceux de rayon moyen $\langle r \rangle = 9,5 \mu\text{m}$.

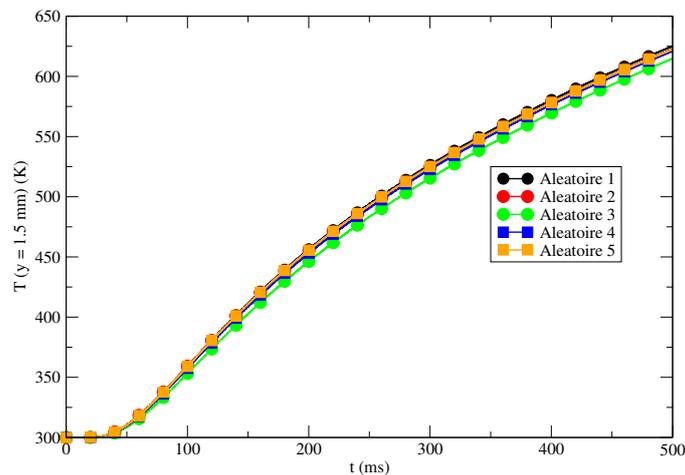


Figure B.5: évolution de la température pour des empilements aléatoires variés comportant la même polydispersité autour du rayon moyen ($\langle r \rangle = 19 \mu\text{m}$).

Annexe C : Conception d'une boîte granulaire et validation de la thermique d'un milieu discret

Lors de la mise en place de modèles thermiques, la validité des modèles simulant la conduction de la chaleur au sein d'un milieu discret nous interroge. En reprenant la conductance thermique de contact H^d décrite dans le *chapitre 2* via l'équation :

$$H^d = 2k_{th}^* b = 2k_{th}^* \sqrt{\frac{4r^*(r_n + \gamma)}{\pi E^*}}, \quad (4.16)$$

nous faisons l'hypothèse que cette dernière est conforme essentiellement à un niveau macroscopique. En effet, cette équation intègre le formalisme de la théorie de Hertz et s'appuie donc sur de fortes suppositions (élasticité du contact, petites déformations, etc).

Afin de confronter ce modèle thermique pour un milieu discret, nous avons conçu et monté une expérience permettant de faire une analogie directe avec la méthode des éléments discret. Nommée *boîte granulaire*, cette expérience consiste à caractériser la thermique d'un lit de billes solides sur un tribomètre pion-disque dont les détails sont donnés ci-après (*cf. Figure C.1*).

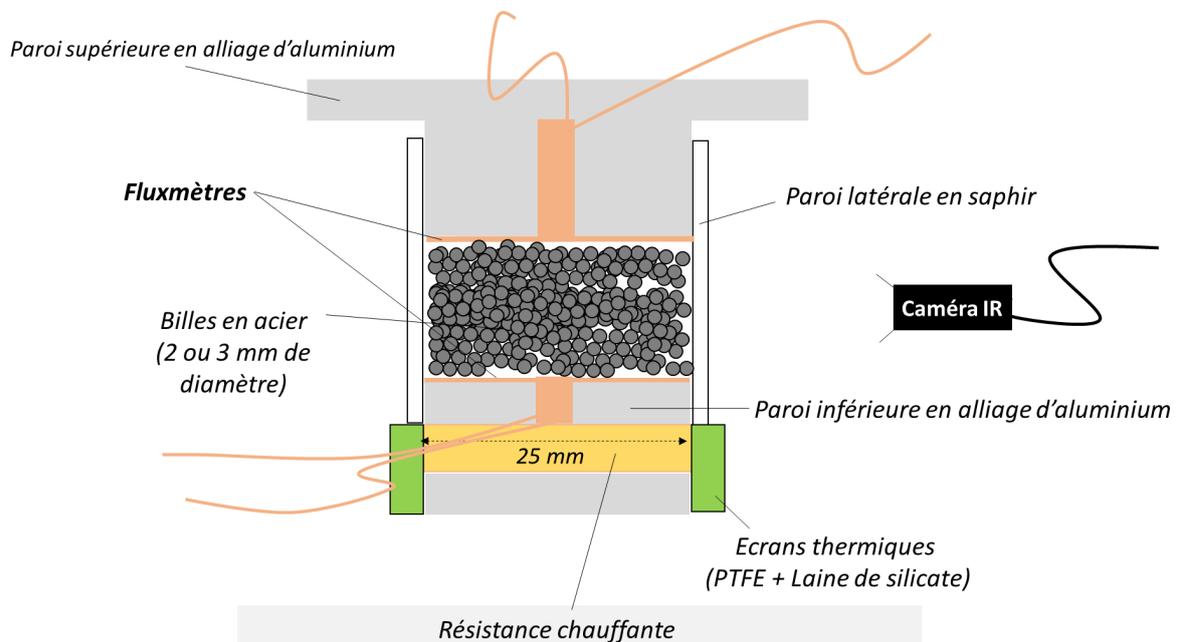


Figure C.1: coupe du dispositif expérimental intégrant la boîte granulaire.

Montage de la boîte granulaire

L'idée de disposer des billes dans une boîte avec un tribomètre a récemment été concrétisée dans un cadre granulaire [PAY 15]. D'un point de vue cinématique, la forme de particules de 3 mm de diamètre, leur nature (en polymère PE ou PET), la rugosité et la vitesse du disque animant le lit de billes, ont été mis à l'épreuve. Ces aspects ont montré une restriction de la zone de parcours des particules par la modification de leur forme (sphère à cylindre). Leur mouvement a été suivi à travers des parois en PMMA par une caméra vidéo grâce à certaines particules colorées. Ce mouvement a été reproduit via des simulations par méthode des éléments discrets. Des facteurs de frottement sont cependant mis en entrée de calcul afin de retrouver les bonnes tendances.

Dans ce travail de thèse, nous avons sélectionné des billes en acier AISI 52100 de diamètre de 1, 2 et 3 mm ainsi qu'en nylon de diamètre de 2 et 3 mm. Nous les avons disposés entre trois parois latérales en PMMA ainsi qu'une paroi en saphir (*cf. Figure C.2*). Ces matériaux permettent, en plus d'être isolants, un double suivi visuel pour concentrer le champ thermique au niveau des billes. Il peut être à la fois cinématique et thermique par le biais de l'exploitation d'une caméra infrarouge. Les encadrements supérieur et inférieur du lit de billes sont constitués par des fluxmètres en cuivre collés sur des blocs en aluminium. Le bloc supérieur, équipé d'un capteur de force, est vissé dans un guide à air fixé et le bloc inférieur repose sur une résistance chauffante, elle-même posée sur le disque du tribomètre. Des écrans thermiques à base de PTFE et de laine de silicate entourent le bloc inférieur et la résistance chauffante. Ils ont pour objectif de maximiser la diffusion de la chaleur vers le lit granulaire. Afin de gérer la pression appliquée sur l'ensemble des billes, des masses supplémentaires peuvent être adjointes au dessus du guide à air. L'ensemble est monté de manière à retrouver une boîte de taille de 50 mm de longueur, de 25 mm de profondeur et de 25 mm de hauteur.

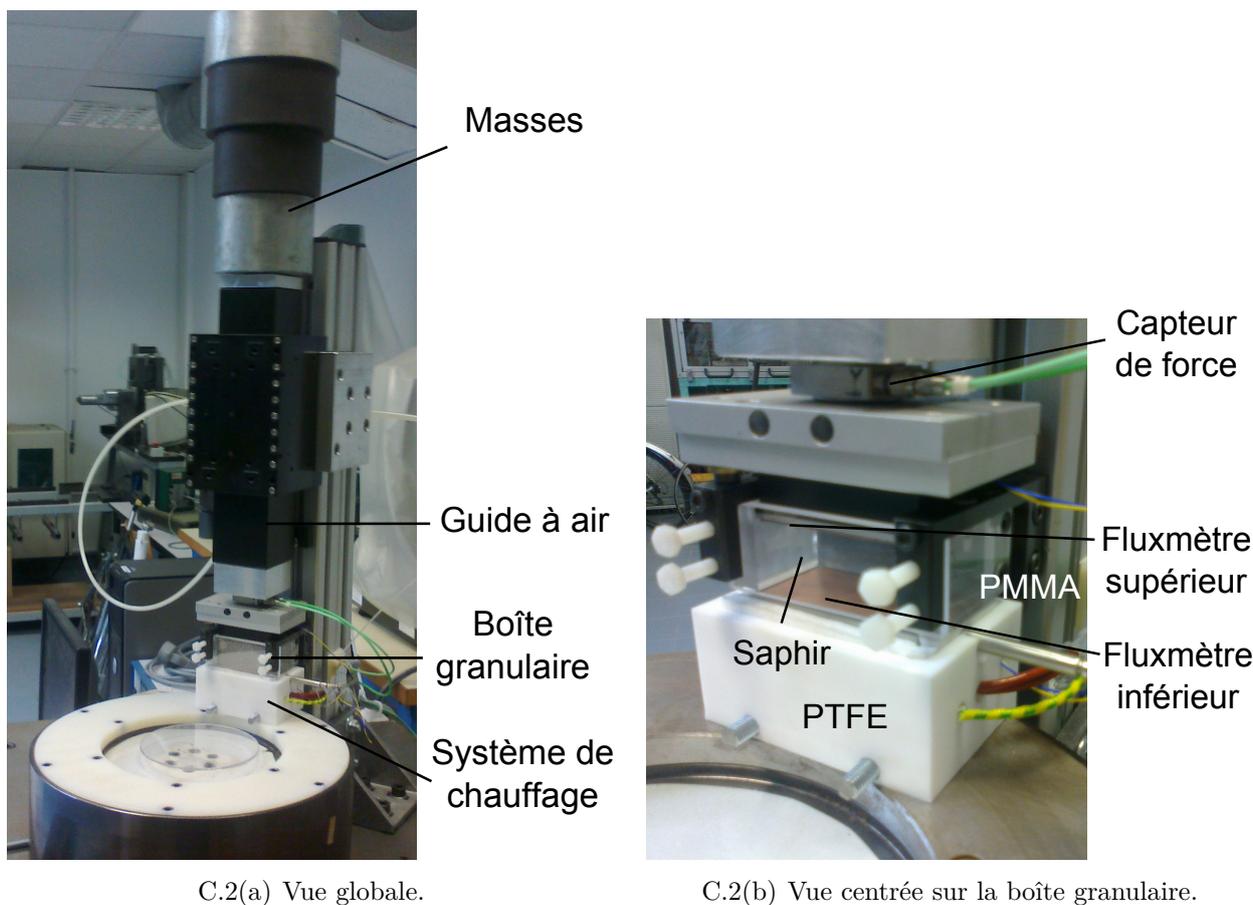


Figure C.2: montage de la boîte granulaire pour une étude statique.

Protocole expérimental sous chargement statique

Nous appliquons une température constante de 100 °C à partir de la température ambiante (26 °C) pour un chargement donné, combinaison des masses ajoutées et de la masse propre du guide à air (2,15 kg). Le temps d'attente du régime stationnaire, advenant de la durée d'atteinte de la température de consigne et de l'équilibre des flux, implique la réalisation d'essais d'environ une heure.

Nous avons ensuite pris la moyenne des flux à la paroi supérieure lorsque celui-ci est bien stabilisé. En modifiant la taille des billes ou leur nature, la projection de ce flux à la paroi supérieure en fonction du chargement montre une description asymptotique (*cf. Figure C.3*). La différence de flux mesurée est très grande entre les cas sans charge et avec charge. Son accroissement est ensuite plus lent à mesure que la charge s'élève. Avec la présence de plus grandes surfaces d'échanges entre les billes, le chargement favorise le transfert conductif. Pour l'acier, la modification du diamètre des billes n'est pas significative par rapport au nylon où des billes plus petites semblent soutenir le flux de chaleur.

Des mesures pour des configurations limites sont aussi réalisées, à savoir :

- la mesure de la boîte vide donc du transfert de chaleur à travers l'air emprisonné ;
- la mesure du transfert conductif à travers un bloc continu d'acier ou de nylon remplissant intégralement l'espace ;
- la mesure d'une configuration intermédiaire dans laquelle un bloc continu en acier ou en nylon d'une certaine épaisseur (5 ou 10 mm) prend une partie de l'espace et repose sur le lit de billes.

Ces cas permettent non seulement d'attester qu'un milieu continu est de toutes façons plus conducteur qu'un milieu granulaire mais également de donner des bornes pour comprendre les différents transferts de chaleur qui circulent dans la boîte. Comme le capteur transforme les échanges de chaleur incidents en conduction électrique au travers de son épaisseur, il ne donne pas d'information sur leurs modes de transfert (conduction, convection, rayonnement), ni sur les flux sortants via les parois de la boîte.

A ce titre, il est curieux de noter que certaines valeurs de flux pour des billes en nylon non chargées (*cf. Figure C.3(b)*) sont moins importants que ceux mesurés sans billes (air). Les billes en contact avec les parois peuvent donc être responsables de l'évacuation du flux de chaleur hors de la boîte.

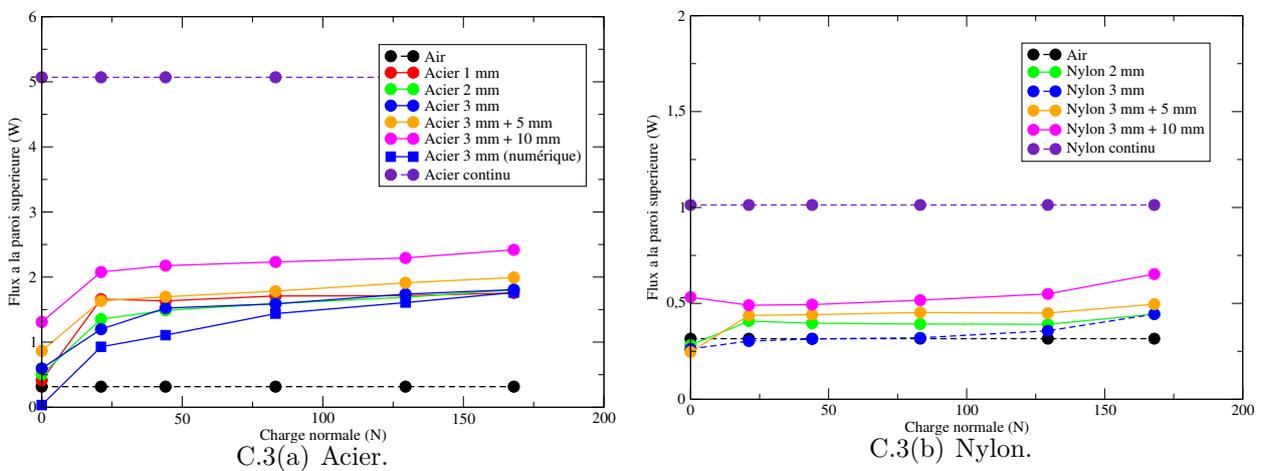


Figure C.3: évolution du flux de chaleur en régime stabilisé en fonction de la charge appliquée.

Comparaison avec la modélisation numérique

Afin de vérifier le modèle théorique dans un cas statique (*cf. Équation (4.16)*), nous avons conçu un échantillon tridimensionnel constitué de sphères discrètes et rigides. Leur diamètre moyen est de 3 mm et leurs propriétés thermiques sont calées sur celles de l'acier AISI 52100. Ces sphères rigides sont encadrées par six parois ayant les mêmes propriétés thermiques que celles utilisées dans le montage expérimental (saphir, PMMA ou aluminium). Les simulations sont exécutées avec un chargement équivalent pour une durée de 3 600 s. Nous avons ajusté l'évolution de la température de chauffe avec celle issue de l'expérience (*cf. Figure C.4*).

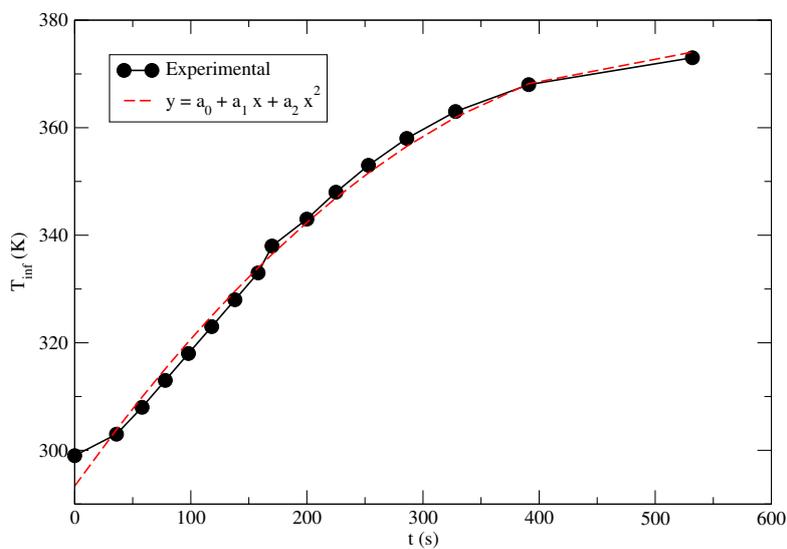


Figure C.4: mesure de la température de consigne au cours du temps et adaptation d'une loi d'évolution.

Après calculs, nous avons identifié une ressemblance du champ thermique à l'aide d'une caméra thermique bolométrique (*cf. Figure C.5*). Celui-ci est plutôt uniforme selon la longueur de la boîte (front plan). La caméra témoigne par ailleurs de certaines fuites thermiques vers l'extérieur de la boîte.

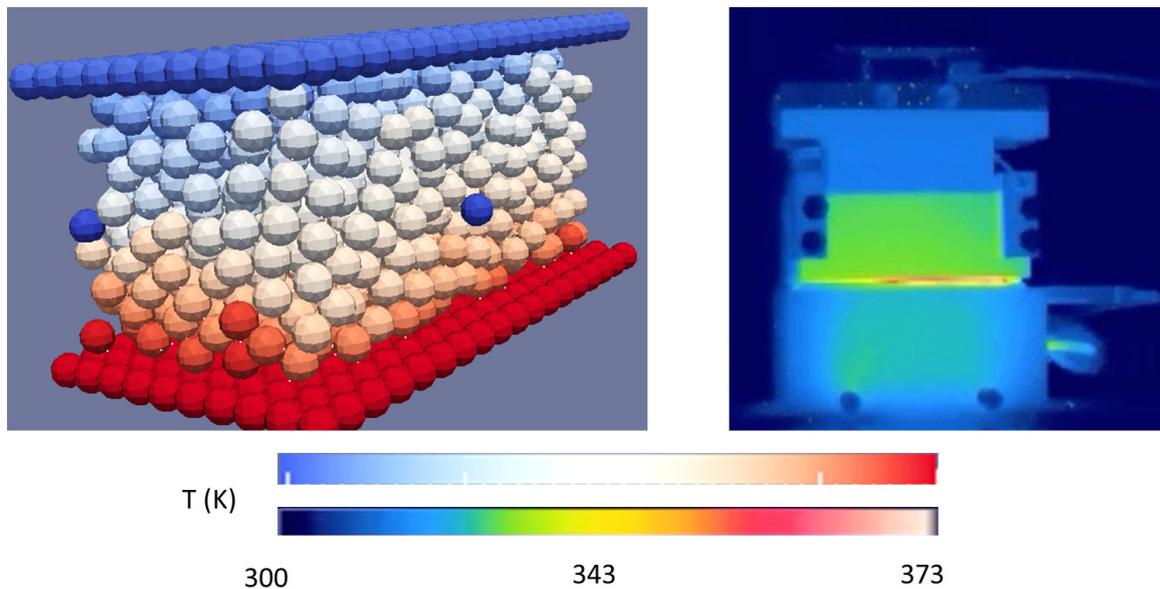


Figure C.5: visualisation numérique/expérimental du champ thermique traversant la boîte granulaire.

Au niveau des flux mesurés à la paroi supérieure⁸, les ordres de grandeurs sont respectés entre le modèle numérique et le modèle expérimental (*cf. Figure C.6*). Nous pouvons remarquer néanmoins un écart dû aux effets de convection ou de rayonnement, non pris en compte dans le modèle numérique. Ces effets ont tendance à intensifier la valeur des flux expérimentaux.

Sans pour autant ajouter de nouveaux développements dans le code de calcul, le réglage du module de Young effectif E^* permet de minimiser l'écart entre essais numériques et expérimentaux. En effet, abaisser le module Young effectif a pour conséquence d'amplifier la conductance thermique de contact et donc d'améliorer le transfert de chaleur par conduction (*cf. Figure C.7*).

8. Les valeurs de flux sont négatives car le fluxmètre est monté de manière à caractériser un flux sortant.

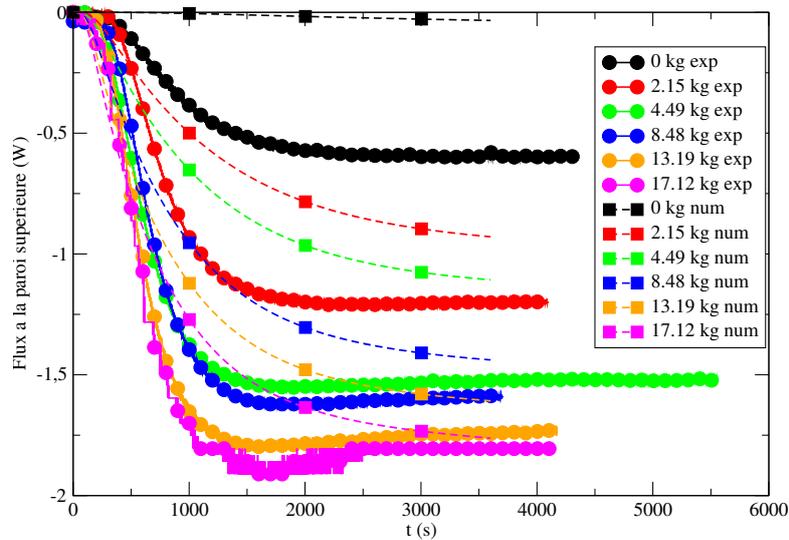


Figure C.6: comparaison numérique/expérimental du flux mesuré à la paroi en fonction du temps et pour différentes charges.

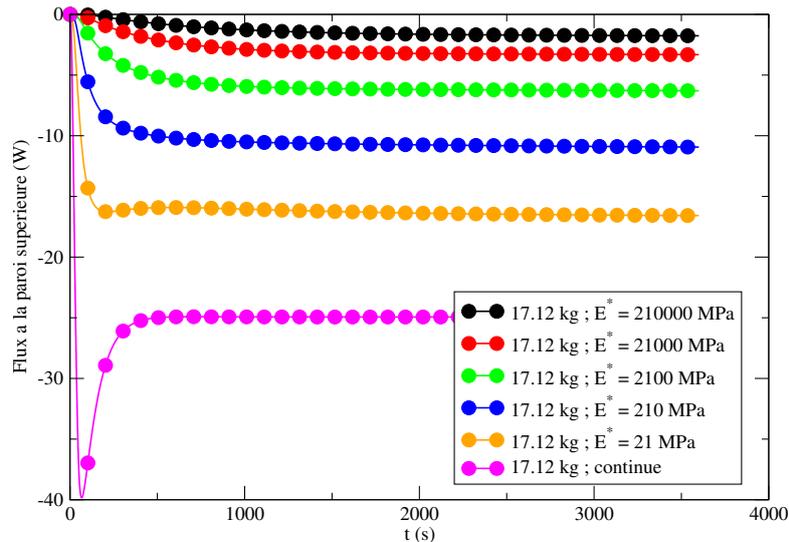


Figure C.7: évolution temporelle du flux traversant la paroi supérieure en fonction du module de Young effectif.

Limites sous chargement dynamique

En retirant du montage le système de chauffage sous le lit granulaire, nous pouvons apposer la boîte granulaire directement sur le disque du tribomètre (*cf. Figure C.8*). La mise en mouvement du lit de billes est possible grâce à la vitesse de rotation du disque ajoutée au chargement normal. L'objectif est alors de pouvoir identifier si la génération de chaleur est suffisante, par le contact entre les billes et le disque ou entre les billes elles-mêmes, pour pouvoir être mesurée par le fluxmètre de la paroi supérieure. Afin de privilégier la diffusion du

flux de chaleur au sein de la boîte plutôt qu'au niveau du disque, nous avons monté un disque en nylon dont les propriétés thermiques (à tendances isolantes) et tribologiques (frottement nylon/nylon plutôt élevé) vont dans le sens de nos exigences.

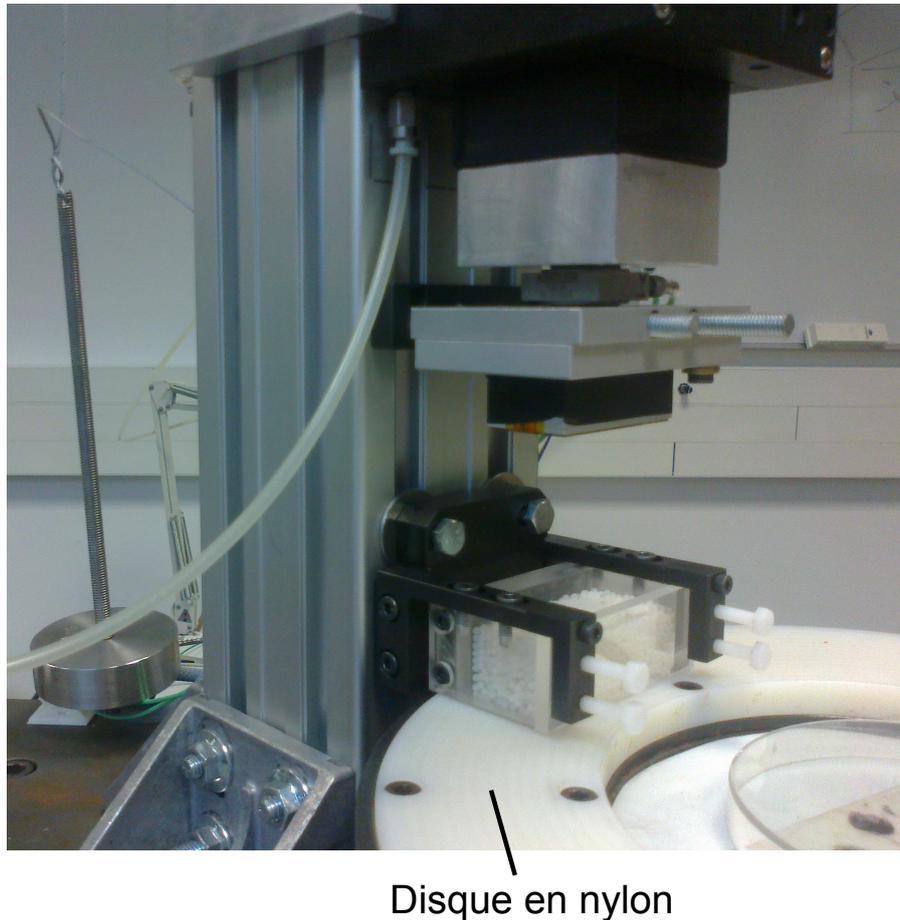


Figure C.8: montage de la boîte granulaire pour une étude dynamique.

Avec le choix de billes en nylon de diamètre de 2 mm, des premiers résultats ont tout d'abord signalé que la charge normale propre du guide à air doit être compensée. Sans cela, le lit granulaire est complètement bloqué. Celui-ci, sans rotation des billes, frotte par le biais de celles qui sont exclusivement en contact avec le disque. Plusieurs vitesses de rotation du disque, dans la limite des fréquences de rotation du moteur, et plusieurs fréquences d'acquisitions du fluxmètre supérieur ont été essayées (*cf. Figure C.9*). En mesurant les forces normale et tangentielle du lit de billes par le capteur de force, la hausse de la vitesse a plutôt un effet stabilisateur du facteur de frottement avec une tendance croissante. La fréquence d'acquisition est en outre une donnée importante pour les mesures mécaniques car les phénomènes de chocs, entre les billes, sont extrêmement rapides.

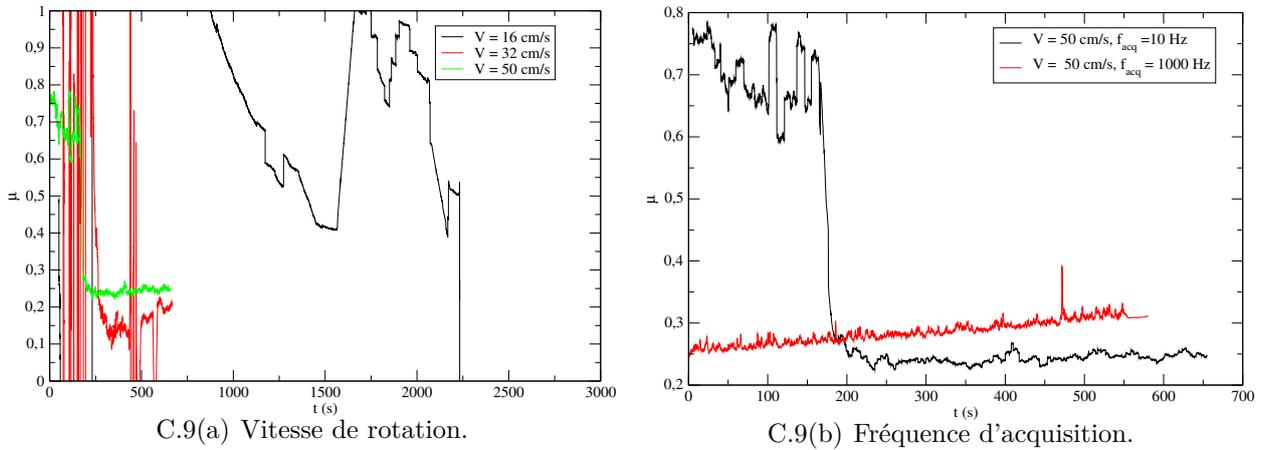


Figure C.9: évolution temporelle de facteur de frottement du lit granulaire.

La mesure thermique est tout aussi délicate à analyser (*cf. Figure C.10*). Les valeurs de flux mesurées à la paroi supérieure sont très faibles et fluctuent pour toutes les vitesses de rotation. Majorer la fréquence d'acquisition du capteur ne fournit pas d'informations additionnelles, car le bruit du signal est alors trop prédominant. Il paraît néanmoins logique de penser que plus la vitesse est grande, plus la valeur de flux devrait s'élever en moyenne.

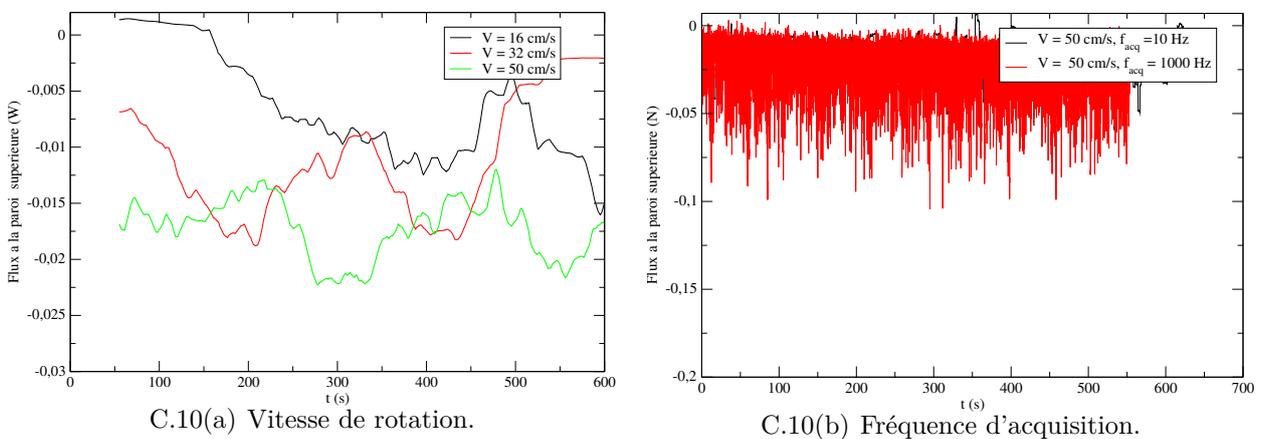


Figure C.10: évolution temporelle du flux mesuré au niveau du fluxmètre supérieur.

Finalement, ces premiers essais de dynamique d'un lit granulaire ne donnent pas de résultats marquants. Bien que la démarche de recalage des modèles thermo-mécaniques soit originale, il est très probable que la génération de chaleur ne soit pas assez suffisante pour être mesurée par le fluxmètre. Des essais complémentaires sont à entreprendre, avec un suivi thermique par caméra infrarouge, en renforçant l'énergie appliquée au système (charge normale et vitesse de rotation) où en plaçant le fluxmètre au plus près du disque.

Évaluation des contributions des modes de transfert de chaleur

Le milieu granulaire expérimenté est composé de billes solides et d'air emprisonné entre les billes. Le modèle thermique, pour du contact entre particules discrètes, considère spécifiquement le mode par conduction. Il ne prend pas en compte les effets thermiques potentiels du fluide d'un point de vue des modes de convection ou du rayonnement. Dans l'hypothèse d'un chargement nul, afin de savoir, selon les natures de billes utilisées, si ces modes peuvent être négligés ou non, calculons les nombres de Rayleigh (présence de convection naturelle) et de Planck (prépondérance de la conduction sur le rayonnement). Le nombre de Rayleigh Ra s'écrit :

$$Ra = \frac{\alpha_d \Delta T g l_c^3}{\nu_v \kappa}, \quad (4.17)$$

où α_d exprime le coefficient de dilatation thermique, l_c , la taille caractéristique de la boîte granulaire (hauteur), g , l'accélération de la pesanteur, ν_v , la viscosité cinématique et κ , la diffusivité thermique. Après application numérique (cf. *Tableau C.1*), nous avons déduit un nombre de Rayleigh pour l'acier égal à 588 et 366 149 pour le nylon. Généralement, lorsque Ra est inférieur à 1000, la convection peut être négligée et inversement lorsqu'il est supérieur à 2000. Par conséquent, la convection tient une place prédominante dans le cas du nylon par rapport au cas de l'acier.

α_d^{acier} (K ⁻¹)	1,23.10 ⁻⁵
α_d^{nylon} (K ⁻¹)	8,75.10 ⁻⁵
κ^{acier} (m ² /s)	1,171.10 ⁻⁵
κ^{nylon} (m ² /s)	1,337.10 ⁻⁷
l_c (m)	2,5.10 ⁻²
g (m/s ²)	9,81
ν_v (Pa.s)	2.10 ⁻⁵
ΔT (K)	73

Tableau C.1: valeurs des grandeurs pour le calcul des nombres de Rayleigh.

Le nombre de Planck Pl est défini au *chapitre 2* (cf. *Équation (2.25)*). Ici, nous prenons la conductivité thermique effective calculée à partir d'un modèle de type Maxwell (cf. *Équation (4.18)*) pour considérer un milieu équivalent homogène constitué de solide et de gaz. Pour le nylon, nous précisons que les billes en nylon ne sont pas complètement opaques et donc que le coefficient d'extinction est sûrement largement surestimé. Pour des billes de diamètre de 3 mm, nous calculons des valeurs de 764 pour l'acier et 5 pour le nylon (cf. *Tableaux C.2 et C.3*). Compte tenu de la température peu manifeste, le mode de transfert de chaleur par rayonnement peut donc être omis.

k_{th}^{acier} (W.m ⁻¹ .K ⁻¹)	42,4
k_{th}^{nylon} (W.m ⁻¹ .K ⁻¹)	0,25
r (mm)	1,5
σ_{sf} (W.m ⁻² .K ⁻⁴)	5,67.10 ⁻⁸
T (K)	373

Tableau C.2: valeurs des grandeurs pour le calcul des nombres de Planck.

Le flux de chaleur mesuré à la paroi supérieure provient également des contributions de la conduction thermique à l'intérieur des billes mais aussi celle de l'air. Il faut donc calculer une conductivité effective prenant en compte ces deux aspects. Un modèle de type Maxwell, qui traduit la conductivité thermique effective d'un milieu non chargé (sans force normale à la paroi supérieure), constitué d'inclusions fluides (porosités) dans une matrice solide continue (réseau de billes) est ici adopté [BOR 08] :

$$\frac{k_{th}^*}{k_{th}^f} = \frac{2 \left(\frac{k_{th}^s}{k_{th}^f} \right)^2 (1-p) + (1+2p) \frac{k_{th}^s}{k_{th}^f}}{(2+p) \frac{k_{th}^s}{k_{th}^f} + (1-p)}, \quad (4.18)$$

avec k_{th}^* , la conductivité thermique effective, k_{th}^s , la conductivité thermique dans la partie solide, k_{th}^f , la conductivité thermique dans la partie fluide et p , le taux de porosité. A partir du nombre de billes inséré dans la boîte, nous avons calculé la compacité pour les différentes natures et tailles et avons donc pu spécifier la porosité. En associant cette dernière avec les conductivités thermiques des billes ou de l'air, nous avons déduit la conductivité thermique effective (*cf. Tableau C.4*).

Configuration	Acier 1 mm	Acier 2 mm	Acier 3 mm	Nylon 2 mm	Nylon 3 mm
p	0,43	0,43	0,42	0,48	0,47
k_{th}^* (W.m ⁻¹ .K ⁻¹)	19,93	19,96	20,51	0,12	0,12

Tableau C.3: calcul de la conductivité effective.

Une solution de l'équation de la chaleur unidimensionnelle en régime stationnaire calcule le flux effectif de conduction subséquent :

$$Q_{cond}^* = \frac{k_{th}^* S}{H} (T_{inf} - T_{sup}), \quad (4.19)$$

où la hauteur la boîte H vaut 2,5.10⁻² m, la surface du fluxmètre S , 1,25.10⁻³ m² et l'écart de température entre les parois inférieure (source de chaleur) et supérieure (air ambiant), $T_{inf} - T_{sup}$ est égal à 73 K.

Le flux convectif Q_{conv} peut être soustrait via un essai sans billes, par déduction de la mesure de flux expérimentale Q_{exp} et de la conduction dans l'air. En effet, le transfert de

chaleur émane des modes de conduction et de convection. Les différentes contributions peuvent être reliées par l'équation suivante, extrayant la part de la chaleur évacuée dans les parois ou à l'extérieur de la boîte Q_{fuite} :

$$Q_{exp} = Q_{cond}^* + Q_{conv} + Q_{fuite}. \quad (4.20)$$

Configuration	Acier 1 mm	Acier 2 mm	Acier 3 mm	Nylon 2 mm	Nylon 3 mm
Q_{cond}^* (W)	72,76	72,87	74,85	0,45	0,45
Q_{conv} (W)	0,09	0,09	0,09	0,1	0,1
Q_{exp} (W)	0,41	0,5	0,6	0,28	0,26
Q_{fuite} (W)	-72,44	-72,46	-74,34	-0,27	-0,3

Tableau C.4: calcul des différents flux de chaleur lors d'une expérience dans un cas statique avec un chargement nul.

Ces bilans de chaleur nous suggèrent que la part convective est notable dans le cas de billes en nylon par rapport à celles en acier. La part évacuée hors du système est considérable. Au final, il est difficile de rendre le système adiabatique et donc de maîtriser les conditions aux limites thermiques, même dans le cas d'une expérience modèle.

Annexe D : Compléments sur les bilans d'énergie

	ΔE_{cin}	$\sum E_{diss}$	$\sum E_{stock}$	$\sum E_{cin}^p$
Sans usure	0,821	0,786 (95,76 %)	0,0083 (1,01 %)	0,0265 (3,23 %)
$BE = 30 \%$	0,844	0,813 (96,38 %)	0,0083 (0,98 %)	0,0223 (2,64 %)
$BE = 60 \%$	0,837	0,81 (96,75 %)	0,0082 (0,98 %)	0,019 (2,27 %)
$BE = 100 \%$	0,838	0,816 (97,32 %)	0,0083 (0,99 %)	0,0142 (1,69 %)
$BV = 30 \%$	0,809	0,784 (96,92 %)	0,0072 (0,88 %)	0,0178 (2,2 %)
$BV = 60 \%$	0,832	0,808 (97,15 %)	0,0075 (0,9 %)	0,0162 (1,94 %)
$BV = 90 \%$	0,854	0,833 (97,53 %)	0,0077 (0,91 %)	0,0133 (1,56 %)
$BH = 5 \%$	0,825	0,794 (96,23 %)	0,0079 (0,96 %)	0,0232 (2,81 %)
$BH = 10 \%$	0,877	0,848 (96,66 %)	0,0079 (0,9 %)	0,0213 (2,43 %)
$BH = 15 \%$	0,838	0,813 (96,97 %)	0,0077 (0,92 %)	0,0177 (2,11 %)

Tableau D.1: bilan d'énergie avec une usure évolutive ($P = 10$ MPa, $V_0 = 5$ m/s).

	$\sum E_{diss}$	$\sum E_{dam}$	$\sum E_{coh}$	$\sum X_{s^i}$
Sans usure	0,786	0,249 (31,69 %)	$3,17 \cdot 10^{-6}$ (0,0004 %)	0,604 (76,87 %)
$BE = 30 \%$	0,813	0,237 (29,18 %)	$3,09 \cdot 10^{-6}$ (0,00038 %)	0,609 (74,82 %)
$BE = 60 \%$	0,81	0,251 (31,04 %)	$3,14 \cdot 10^{-6}$ (0,00039 %)	0,584 (72,13 %)
$BE = 100 \%$	0,816	0,245 (30,1 %)	$3,09 \cdot 10^{-6}$ (0,00038 %)	0,567 (69,55 %)
$BV = 30 \%$	0,784	0,271 (34,55 %)	$3,16 \cdot 10^{-6}$ (0,0004 %)	0,583 (74,32 %)
$BV = 60 \%$	0,808	0,255 (31,53 %)	$3,11 \cdot 10^{-6}$ (0,00039 %)	0,593 (73,36 %)
$BV = 90 \%$	0,833	0,232 (27,83 %)	$3,01 \cdot 10^{-6}$ (0,00036 %)	0,596 (71,51 %)
$BH = 5 \%$	0,794	0,254 (32,02 %)	$3,16 \cdot 10^{-6}$ (0,0004 %)	0,595 (74,96 %)
$BH = 10 \%$	0,848	0,249 (29,37 %)	$3,17 \cdot 10^{-6}$ (0,00037 %)	0,619 (72,98 %)
$BH = 15 \%$	0,813	0,236 (29,1 %)	$3,05 \cdot 10^{-6}$ (0,00037 %)	0,586 (72,13 %)

Tableau D.2: parts des énergies dissipées pour une usure évolutive ($P = 10$ MPa, $V_0 = 5$ m/s).

	$\sum X_{s^e}$	$\sum X_i$	$\sum X_e$
Sans usure	1,43 %	50,00 %	49,35 %
$BE = 30 \%$	1,45 %	50,00%	49,32 %
$BE = 60 \%$	1,49 %	50,00 %	49,34 %
$BE = 100 \%$	1,49 %	50,00 %	49,29 %
$BV = 30 \%$	1,55 %	50,00 %	49,18 %
$BV = 60 \%$	1,53 %	50,00 %	49,27 %
$BV = 90 \%$	1,44 %	50,00%	49,29 %
$BH = 5 \%$	1,5 %	50,00 %	49,26 %
$BH = 10 \%$	1,47 %	50,00 %	49,25 %
$BH = 15 \%$	1,46 %	50,00 %	49,31 %

Tableau D.3: parts des flux thermiques conduits pour une usure évolutive ($P = 10$ MPa, $V_0 = 5$ m/s).

	$\sum X_{s^i}$	$\sum X_{s^i}^{1C}$	$\sum X_{s^i}^{1C/3C}$	$\sum X_{s^i}^{3C}$	$\sum X_i$	$\sum X_i^{1C}$	$\sum X_i^{1C/3C}$	$\sum X_i^{3C}$
Sans usure	0,604	1,77 %	11,81 %	86,43 %	14,6	63,76 %	3,28 %	33,08 %
$BE = 30 \%$	0,609	1,79 %	13,44 %	84,77 %	14,3	64,83 %	3,31 %	31,98 %
$BE = 60 \%$	0,584	2,17 %	13,67 %	84,15 %	13,3	67,91 %	3,49 %	28,71 %
$BE = 100 \%$	0,567	2,53 %	14,21 %	83,26 %	12,9	61,83 %	3,38 %	34,9 %
$BV = 30 \%$	0,583	2,00 %	12,19 %	85,8 %	12,3	62,77 %	3,72 %	33,52 %
$BV = 60 \%$	0,593	1,97 %	13,75 %	84,27 %	13,1	62,36 %	3,47 %	34,16 %
$BV = 90 \%$	0,596	2,26 %	15,23 %	82,51 %	13,8	70,13 %	3,31 %	26,67 %
$BH = 5 \%$	0,595	1,65 %	12,58 %	85,77 %	13,3	65,87 %	3,49 %	30,64 %
$BH = 10 \%$	0,619	2,05 %	13,27 %	84,68 %	13,9	66,02 %	3,38 %	30,72 %
$BH = 15 \%$	0,586	2,15 %	13,4 %	84,45 %	13,6	67,12 %	3,35 %	29,53 %

Tableau D.4: parts des énergies thermiques entre les premiers corps et le troisième corps pour une usure évolutive ($P = 10$ MPa, $V_0 = 5$ m/s).

	$\sum E_{stock}^{1C}$	$\sum E_{stock}^{3C}$	$\sum E_{dam}^{3C}$	$\sum E_{dam}^{1C}$	$\sum E_{coh}^{1C/3C}$	$\sum E_{coh}^{1C}$	$\sum E_{coh}^{3C}$
Sans usure	59 %	41 %	21 %	79 %	46	6 %	49 %
$BE = 30$ %	59 %	41 %	22 %	71 %	47 %	6 %	47 %
$BE = 60$ %	58 %	42 %	21 %	71 %	45 %	6 %	49 %
$BE = 100$ %	52 %	48 %	22 %	71 %	44%	6 %	50 %
$BV = 30$ %	60 %	39 %	19 %	74 %	39 %	7 %	54 %
$BV = 60$ %	55 %	45 %	20 %	73 %	43 %	6 %	52 %
$BV = 90$ %	64 %	36 %	24 %	68 %	48 %	7 %	46 %
$BH = 5$ %	58 %	42 %	20 %	73 %	43 %	6 %	51 %
$BH = 10$ %	60 %	40 %	22 %	71 %	45 %	6 %	49 %
$BH = 15$ %	62 %	38 %	24 %	69 %	47 %	6 %	47 %

Tableau D.5: parts des énergies mécaniques entre les premiers corps et le troisième corps pour une usure évolutive ($P = 10$ MPa, $V_0 = 5$ m/s).

	ΔE_{cin}	$\sum E_{diss}$	$\sum E_{stock}$	$\sum E_{cin}^p$
Sans usure	0,821	0,786 (95,76 %)	0,0083 (1,01 %)	0,0265 (3,23 %)
BE	0,869	0,848 (97,53 %)	0,0082 (0,95 %)	0,0132 (1,52 %)
$BH = 5$ %	0,843	0,813 (96,49 %)	0,0083 (0,98 %)	0,0213 (2,53 %)
$BH = 10$ %	0,858	0,834 (97,16 %)	0,0082 (0,95 %)	0,0162 (1,89 %)
$BH = 15$ %	0,826	0,806 (97,55 %)	0,0078 (0,94 %)	0,0124 (1,5 %)

Tableau D.6: bilan d'énergie pour une usure instantanée ($P = 10$ MPa, $V_0 = 5$ m/s).

	$\sum E_{diss}$	$\sum E_{dam}$	$\sum E_{coh}$	$\sum X_{s^i}$
Sans usure	0,786	0,249 (31,69 %)	$3,17 \cdot 10^{-6}$ (0,0004 %)	0,604 (76,87 %)
BE	0,848	0,239 (28,2 %)	$3,06 \cdot 10^{-6}$ (0,00036 %)	0,569 (67,13 %)
$BH = 5$ %	0,813	0,238 (29,24 %)	$3,11 \cdot 10^{-6}$ (0,00038 %)	0,6 (73,75 %)
$BH = 10$ %	0,834	0,227 (27,2 %)	$3,06 \cdot 10^{-6}$ (0,00037 %)	0,591 (70,92 %)
$BH = 15$ %	0,806	0,22201 (27,55 %)	$3 \cdot 10^{-6}$ (0,00037 %)	0,55 (68,3 %)

Tableau D.7: parts des énergies dissipées pour une usure instantanée ($P = 10$ MPa, $V_0 = 5$ m/s).

	$\sum X_{se}$	$\sum X_i$	$\sum X_e$
Sans usure	1,43 %	50,00 %	49,35 %
<i>BE</i>	1,5 %	50,00%	49,31 %
<i>BH = 5 %</i>	1,45 %	50,00 %	49,34 %
<i>BH = 10 %</i>	1,44 %	50,00 %	49,33 %
<i>BH = 15 %</i>	1,43 %	50,00 %	49,34 %

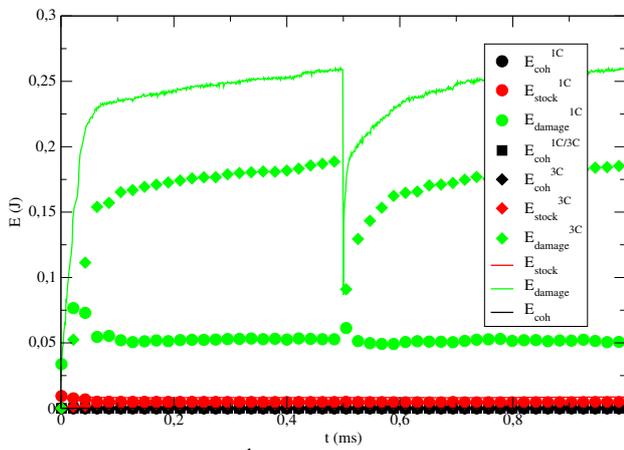
Tableau D.8: parts des flux thermiques conduits pour une usure instantanée ($P = 10$ MPa, $V_0 = 5$ m/s).

	$\sum X_{s^i}$	$\sum X_{s^i}^{1C}$	$\sum X_{s^i}^{1C/3C}$	$\sum X_{s^i}^{3C}$	$\sum X_i$	$\sum X_i^{1C}$	$\sum X_i^{1C/3C}$	$\sum X_i^{3C}$
Sans usure	0,604	1,77 %	11,81 %	86,43 %	14,6	63,76 %	3,28 %	33,08 %
<i>BE</i>	0,569	2,28 %	15,32 %	82,4 %	13	66,14 %	3,49 %	30,47 %
<i>BH = 5 %</i>	0,6	1,88 %	13,09 %	85,02 %	14,2	65,28 %	3,29 %	31,08 %
<i>BH = 10 %</i>	0,591	2,07 %	14,69 %	83,24 %	14	66,77 %	3,224 %	29,62 %
<i>BH = 15 %</i>	0,55	2,59 %	15,51 %	81,9 %	13,2	60,76 %	3,22 %	26,79 %

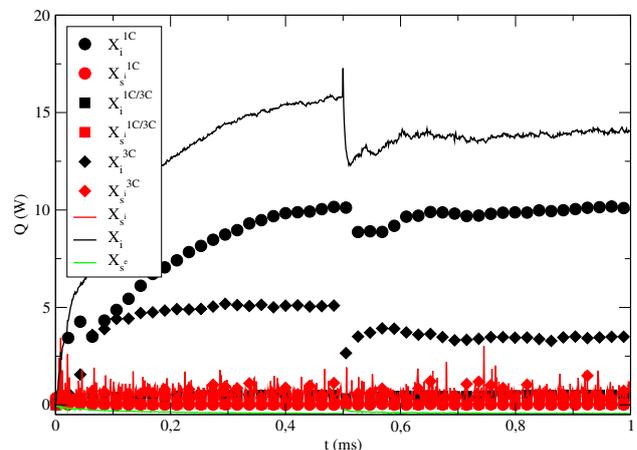
Tableau D.9: parts des énergies thermiques entre les premiers et le troisième corps pour une usure instantanée ($P = 10$ MPa, $V_0 = 5$ m/s).

	$\sum E_{stock}^{1C}$	$\sum E_{stock}^{3C}$	$\sum E_{dam}^{3C}$	$\sum E_{dam}^{1C}$	$\sum E_{coh}^{1C/3C}$	$\sum E_{coh}^{1C}$	$\sum E_{coh}^{3C}$
Sans usure	59 %	41 %	21 %	79 %	46 %	6 %	49 %
<i>BE</i>	59 %	41 %	22 %	70 %	59 %	7 %	49 %
<i>BH = 5 %</i>	57 %	42 %	22 %	69 %	57 %	6 %	47 %
<i>BH = 10 %</i>	59 %	40 %	24 %	68 %	59 %	6 %	45 %
<i>BH = 15 %</i>	62 %	37 %	26 %	65 %	62 %	6 %	43 %

Tableau D.10: parts des énergies mécaniques entre les premiers et le troisième corps pour une usure instantanée ($P = 10$ MPa, $V_0 = 5$ m/s).



C.1(a) Énergies mécaniques.



C.1(b) Flux thermiques.

Figure D.1: parts des énergies mécaniques ou thermiques liées aux interactions entre les premier corps et le troisième corps en fonction du temps pour une usure instantanée (BE).

Bibliographie

- [AMI 10] AMIRI M., KHONSARI M. M.
On the Thermodynamics of Friction and Wear - A Review. *Entropy*, vol. 12, n° 5, 2010, p. 1021 - 1049.
- [AMO 99] AMONTONS G.
De la résistance causée par les machines. *Mémoires de l'Académie Royale des Sciences (Paris)*, , 1699.
- [AND 12] ANDRÉ D., IORDANOFF I., CHARLES J.-L., NÉAUPORT J.
Discrete element method to simulate continuous material by using the cohesive beam model. *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, vol. 213 - 216, n° 0, 2012, p. 113 - 125.
- [ARA 10] ARAB M.-R.
Reconstruction stochastique 3D d'un matériau céramique poreux à partir d'images expérimentales et évaluation de sa conductivité thermique et de sa perméabilité. Thèse de doctorat, Université de Limoges, 2010.
- [ARC 53] ARCHARD J. F.
Contact and Rubbing of Flat Surfaces. *Journal of Applied Physics*, vol. 24, n° 8, 1953, p. 981-988, AIP.
- [ARC 59] ARCHARD J. F.
The temperature of rubbing surfaces. *Wear*, vol. 2, n° 6, 1959, p. 438 - 455.
- [AWA 88] AWASTHI S., WOOD J.
Carbon-carbon composite materials for aircraft brakes. *Advanced Ceramic Materials*, vol. 3, n° 5, 1988, p. 449 - 451.
- [BAH 04a] BAHRAMI M., CULHAM J. R., YOVANOVICH M. M.
Modeling Thermal Contact Resistance : A Scale Analysis Approach. *Journal of Heat Transfer*, vol. 126, n° 6, 2004, p. 896 - 905, ASME.
- [BAH 04b] BAHRAMI M., CULHAM J. R., YOVANOVICH M. M.
Thermal Contact Resistance of Nonconforming Rough Surfaces, Part 1 : Contact Mechanics Model. *Journal of Thermophysics and Heat Transfer*, vol. 18, n° 2, 2004, p. 209 - 217.
- [BAH 04c] BAHRAMI M., CULHAM J. R., YOVANOVICH M. M., SCHNEIDER G. E.
Thermal Contact Resistance of Nonconforming Rough Surfaces, Part 2 : Thermal Model. *M. Bahrami, J.R. Culham, M.M. Yovanovich*, vol. 18, n° 2, 2004, p. 218 - 227.
- [BAH 05] BAHRAMI M., YOVANOVICH M. M., CULHAM J. R.
Thermal contact resistance at low contact pressure : Effect of elastic deformation. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 48, n° 16, 2005, p. 3284 - 3293.
- [BAR 94] BARDON J.-P.
Bases physiques des conditions de contact thermique imparfait entre milieux en glissement relatif. *Rev. Gén. Therm. Fr.*, vol. 386, 1994, p. 85 - 91.

- [BAT 77] BATCHELOR G. K., O'BRIEN R. W.
Thermal or electrical conduction through a granular material. *Proc. R. Soc. Lond.*, vol. A 355, 1977, p. 313 - 333.
- [BER 88a] BERTHIER Y.
Mécanismes et tribologie. Thèse de doctorat, Institut National des Sciences Appliquées de Lyon, 1988.
- [BER 88b] BERTHIER Y., VINCENT L., GODET M.
Velocity accommodation in fretting. *Wear*, vol. 125, n° 1 - 2, 1988, p. 25 - 38.
- [BLA 97] BLANCO C., BERMEJO J., MARSH H., MENENDEZ R.
Chemical and physical properties of carbon as related to brake performance. *Wear*, vol. 213, n° 1 - 2, 1997, p. 1 - 12.
- [BLO 37] BLOK H.
Theoretical study of temperature rise at surface at actual contact under oiliness lubricating conditions. *I. Mech. E.*, vol. 2, 1937, p. 222 - 235.
- [BOD 14] BODE K., OSTERMEYER G.-P.
A comprehensive approach for the simulation of heat and heat-induced phenomena in friction materials. *Wear*, vol. 311, n° 1 - 2, 2014, p. 47 - 56.
- [BOR 08] BORIES S., MOJTABI A., PRAT M., QUINTARD M.
Transferts de chaleur dans les milieux poreux. *Techniques de l'Ingénieur*, vol. BE 8250, 2008, p. 1 - 22.
- [BOS 95] BOS J., MOES H.
Frictional Heating of Tribological Contacts. *Journal of Tribology*, vol. 117, n° 1, 1995, p. 171 - 177, ASME.
- [BOU 03] BOURUGA B., GOIZET V., BARDON J. P.
Modèle prédictif de résistance thermique de contact dynamique adapté au cas de l'interface pièce-outil de forgeage. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 46, n° 3, 2003, p. 565 - 576.
- [BRE 03] BRENDLÉ M., STEMPLÉ P.
Triboreactions of graphite with moisture - a new model of triboreactor for integrating friction and wear. *Wear*, vol. 254, n° 9, 2003, p. 818 - 826. Papers presented at the 280th We-Hereaus Seminar Integrating Friction and Wear Research.
- [BRE 05] BREWSTER Q.
Volume Scattering of Radiation in Packed Beds of Large, Opaque Spheres. *ASME. J. Heat Transfer*, vol. 126, n° 6, 2005, p. 1048 - 1050.
- [BRE 12] BRENDER P.
Étude de l'influence de la température sur les réactions tribochimiques des matériaux carbonés. Application au freinage aéronautique des composites carbone/carbone. Thèse de doctorat, Université de Haute-Alsace, 2012.
- [BRU 12] BRUYÈRE V.
Une modélisation multi-physique et multi-phasique du contact lubrifié. Thèse de doctorat, Institut National des Sciences Appliquées de Lyon, 2012.

- [BRY 08] BRYANT M., KHONSARI M., LING F.
On the thermodynamics of degradation. *Proceedings of the Royal Society A : Mathematical, Physical and Engineering Science*, vol. 464, n° 2096, 2008, p. 2001 - 2014.
- [BUS 13] BUSQUET M.
Mise en place d'un dialogue numérique entre le logiciel par éléments finis CASTHA et le logiciel multi-contacts LMGC90. rapport, 2013, SAFRAN Messier-Bugatti-Dowty.
- [BYR 01] BYRNE C., WANG Z.
Influence of thermal properties on friction performance of carbon composites. *Carbon*, vol. 39, n° 12, 2001, p. 1789 - 1801.
- [CAM 01] CAMBOU B., JEAN M.
Micromécanique des matériaux granulaires. 2001.
- [CAO 11] CAO H.-P.
Modélisation par Eléments Discrets Rigides et/ou Déformables des Milieux Granulaires et des Troisièmes Corps Solides. Influence du comportement local sur le comportement global. Thèse de doctorat, Institut National des Sciences Appliquées de Lyon, 2011.
- [CAO 12] CAO C., YU A., QIN Q.-H.
Evaluation of Effective Thermal Conductivity of Fiber-Reinforced Composites. *International Journal of Architecture, Engineering and Construction*, vol. 1, n° 1, 2012, p. 14 - 29.
- [CAR 58] CARSLAW H. S., JAEGER C.
Conduction of heat in solids. 2nd edition, 1958.
- [CAR 10] CARSON J. K., SEKHON J. P.
Simple determination of the thermal conductivity of the solid phase of particulate materials. *International Communications in Heat and Mass Transfer*, vol. 37, n° 9, 2010, p. 1226 - 1229.
- [CHA 01] CHANTRENNE P.
Study of macroscopic sliding contact thermal model from microscopic models. *International Journal of Thermal Science*, vol. 40, 2001, p. 603 - 621.
- [CHA 02] CHANTRENNE P., VOLZ S.
Thermique à l'échelle submicronique - Introduction à la dynamique moléculaire. *Techniques de l'Ingénieur*, , n° BE 8290, 2002.
- [CHA 09] CHAMPELOVIER T., RENOUF M.
Modèle multi-physiques par éléments discrets. Applications à la modélisation du troisième corps. *Actes du 9e colloque national en calcul des structures*, , 2009.
- [CHA 13a] CHAMPAGNE M.
"Endommagement utile" et "dialogue surface/volume" : Investigations numérique et expérimentale du comportement des composites C/C sous sollicitations tribologiques. Thèse de doctorat, Institut National des Sciences Appliquées de Lyon, 2013.
- [CHA 13b] CHAMPAGNE M., RENOUF M., BERTHIER Y.
Discrete elements models of heterogeneous friction material : a numerical study of wear. *5th World Tribology Congress*, n° 1091, 2013, p. 1 - 4.

- [CHA 14] CHAMPAGNE M., RENOUF M., BERTHIER Y.
Modeling wear for heterogeneous bi-phasic materials using discrete elements approach. *Journal of Tribology*, vol. 136, n° 2, 2014, p. 021603-1 - 021603-11.
- [CHE 99] CHENG G. J., YU A. B., ZULLI P.
Evaluation of effective thermal conductivity from the structure of a packed bed. *Chemical Engineering Science.*, vol. 54, 1999, p. 4199 - 4209.
- [COL 13] COLAS G.
Utilisation raisonnée de contaminants pour caractériser la rhéologie des 1ers et 3ème corps solides. Application à la tribologie en ambiances spatiales. Thèse de doctorat, Institut National des Sciences Appliquées de Lyon, 2013.
- [COO 69] COOPER M. G., MIKIC B. B., YOVANOVICH M. M.
Thermal contact conductance. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 12, n° 3, 1969, p. 279 - 300.
- [COU 85] COULOMB C.-A.
Théorie des machines simples, en ayant égard au frottement de leurs parties et à la raideur des cordages. *Mémoire de Mathématique et de Physique de l'Académie Royale (Paris)*, , 1785, p. 161 - 342.
- [COU 97] COURTIN T.
Modélisation et simulation thermomécanique du freinage pour des structures fermées. Application au freinage aéronautique. Thèse de doctorat, Ecole Nationale Supérieure des Arts et Métiers, 1997.
- [COU 99] COURTIN T.
Logiciel Trèfle. Dr28259, 1999, SAFRAN Mesier-Bugatti-Dowty.
- [CRI 07] CRISTOL-BULTHÉ A.-L., DESPLANQUES Y., DEGALLAIX G.
Coupling between friction physical mechanisms and transient thermal phenomena involved in pad-disc contact during railway braking. *Wear*, vol. 263, n° 7 - 12, 2007, p. 1230 - 1242.
- [CRU 05] DA CRUZ F., EMAM S., PROCHNOWK M., ROUX J.-N., CHEVOIR F.
Rheophysics of dense granular materials : Discrete simulation of plane shear flows. *Physical Review E*, vol. 72, 2005, page 021309, American Physical Society.
- [CUN 71] CUNDALL P. A.
A computer model for simulating progressive large scale movements of blocky rock systems. *Proceedings of the symposium of the international society of rock mechanics*, vol. 1, 1971, p. 132 - 150.
- [CUN 79] CUNDALL P. A., STRACK O. D. L.
A discrete numerical model for granular assemblies. *Géotechnique*, vol. 29, n° 1, 1979, p. 47-65.
- [DAY 90] DAY A. J.
Brake interface temperature prediction. *2nd Brakes Workshop, University of Bradford*, , 1990.

- [DEN 00] DENAPE J., LARAQI N.
Aspect thermique du frottement : mise en évidence expérimentale et éléments de modélisation. *Mécanique & Industries*, vol. 1, n° 6, 2000, p. 563 - 579.
- [DEN 10] DENG H., LI K., LI H., WANG P., XIE J., ZHANG L.
Effect of brake pressure and brake speed on the tribological properties of carbon/carbon composites with different pyrocarbon textures. *Wear*, vol. 270, n° 1 - 2, 2010, p. 95 - 103.
- [DER 75] DERJAGUIN B., MULLER V., TOPOROV Y.
Effect of contact deformations on the adhesion of particles. *Journal of Colloid and Interface Science*, vol. 53, n° 2, 1975, p. 314 - 326.
- [DES 02] DESCARTES S., BERTHIER Y.
Rheology and flows of solid third bodies : background and application to an MoS1.6 coating. *Wear*, vol. 252, n° 7 - 8, 2002, p. 546 - 556.
- [DES 05] DESCARTES S., DESRAYAUD C., NICCOLINI E., BERTHIER Y.
Presence and role of the third body in a wheel-rail contact. *Wear*, vol. 258, n° 7 - 8, 2005, p. 1081 - 1090. Contact Mechanics and Wear of Rail/Wheel Systems.
- [DES 07] DESPLANQUES Y., ROUSSETTE O., DEGALLAIX G., COPIN R., BERTHIER Y.
Analysis of tribological behaviour of pad-disc contact in railway braking : Part 1. Laboratory test development, compromises between actual and simulated tribological triplets. *Wear*, vol. 262, n° 5 - 6, 2007, p. 582 - 591.
- [DES 11] DESCARTES S., BUSQUET M., BERTHIER Y.
An attempt to produce ex situ TTS to understand their mechanical formation conditions - The case of an ultra high purity iron. *Wear*, vol. 271, n° 9 - 10, 2011, p. 1833 - 1841. 18th International Conference on Wear of Materials.
- [DOU 00] DOUARCHE N.
Optimisation de l'architecture et de la nature des constituants pour la tenue en service des composites carbone-carbone pour application de freinage. Thèse de doctorat, Institut National des Sciences Appliquées de Lyon, 2000.
- [DRA 00] DRAGON-LOUISET M.
Modèles micromécaniques de l'interface d'un système tribologique dans une approche thermodynamique de l'usure continue. *Mécanique & Industries*, vol. 1, n° 1, 2000, p. 37 - 42.
- [DRA 01] DRAGON-LOUISET M.
On a predictive macroscopic contact-sliding wear model based on micromechanical considerations. *International Journal of Solids and Structures*, vol. 38, n° 9, 2001, p. 1625 - 1639.
- [DUB 03] DUBOIS F., JEAN M.
LMGC90 : une plateforme de développement dédiée à la modélisation des problèmes d'interaction. *Actes du 6ème colloque national en calcul de structures*, vol. 1, 2003, p. 111 - 118.

- [DUF 95] DUFRENOY P.
Etude du comportement thermomécanique des disques de frein vis-à-vis des risques de défaillances. Thèse de doctorat, Université des Sciences et Technologies de Lille, 1995.
- [ELR 91] ELROD H., BREWE D.
Numerical experiments with flows of Elongated granules. *18th Leeds Lyon Symposium on Tribology. Elsevier Tribology Series*, vol. 21, 1991, p. 219 - 226.
- [ELS 13] EL SHAMY U., DE LEON O., WELLS R.
Discrete Element Method Study on Effect of Shear-Induced Anisotropy on Thermal Conductivity of Granular Soils. *International Journal of Geomechanics*, vol. 13, n° 1, 2013, p. 57 - 64.
- [FAN 10] FAN S., ZHANG L., CHENG L., TIAN G., YANG S.
Effect of braking pressure and braking speed on the tribological properties of C/SiC aircraft brake materials. *Composites Science and Technology*, vol. 70, n° 6, 2010, p. 959 - 965.
- [FEL 14] FELDER E.
Effet thermique de la mise en forme - Phénomènes superficiels. *Techniques de l'Ingénieur*, , n° M 3013, 2014, p. 1 - 33.
- [FEN 08] FENG Y. T., HAN K., LI C. F., OWEN D. R. J.
Discrete thermal element modelling of heat conduction in particle systems : Basic formulations. *Journal of Computational Physics*, vol. 227, n° 10, 2008, p. 5072 - 5089.
- [FIL 04] FILLOT N., IORDANOFF I., BERTHIER Y.
A granular dynamic model for the degradation of material. *Journal of Tribology*, vol. 126, 2004, p. 606 - 614.
- [FIL 06] FILALI M.
Conductivité thermique apparente des milieux granulaires soumis à des contraintes mécaniques : modélisation et mesures. Thèse de doctorat, Institut National Polytechnique de Toulouse, 2006.
- [FRé 87] FRÉMOND M.
Adhérence des solides. *J. de Méca. Th. et Appl.*, vol. 6, 1987, p. 383 - 407.
- [FRA 03] FRANÇOIS M.
Matériaux composites C/C pour le freinage aéronautique : éléments de compréhension des régimes de frottement et d'usure haut et bas. Thèse de doctorat, Ecole Centrale de Lyon, 2003.
- [GAR 11] GARRETT D., BAN H.
Compressive pressure dependent anisotropic effective thermal conductivity of granular beds. *Granular Matter*, vol. 13, 2011, p. 685-696, Springer-Verlag.
- [GIR 12] GIROD P.
Le freinage : caractérisation et modélisation de la performance. rapport, 2012, SAFRAN Messier-Bugatti-Dowty.
- [GOD 84] GODET M.
The third-body approach : A mechanical view of wear. *Wear*, vol. 100, n° 1 - 3, 1984, p. 437 - 452.

- [GOU 04] GOUIDER M.
Tribologie des composites Carbone/Carbone : Echelles et contributions relatives de la mécanique et de la physico-chimie. Thèse de doctorat, Institut National des Sciences Appliquées de Lyon, 2004.
- [GRE 91] GREENWOOD J. A.
An interpolation formula for flash temperatures. *Wear*, vol. 150, n° 1 - 2, 1991, p. 153 - 158.
- [GU 00] GU R. J., KUTTLER K. L., SHILLOR M.
Frictional Wear of a Thermoelastic Beam. *Journal of Mathematical Analysis and Applications*, vol. 242, n° 2, 2000, p. 212 - 236.
- [GU 01] GU R. J., SHILLOR M.
Thermal and wear analysis of an elastic beam in sliding contact. *International Journal of Solids and Structures*, vol. 38, n° 14, 2001, p. 2323 - 2333.
- [GUI 96] GUICHARD J.
Freinage à très hautes performances - Exemple aéronautique. *Techniques de l'Ingénieur*, vol. B 5580, 1996, p. 1 - 21.
- [HAD 14] HADDAD H., GUESSASMA M., FORTIN J.
Heat transfer by conduction using DEM-FEM coupling method. *Computational Materials Science*, vol. 81, n° 0, 2014, p. 339 - 347.
- [HAH 11] HAHN M., SCHWARZ M., KRÖPLIN B.-H., WALLMERSPERGER T.
Discrete Element Method for the thermal field : Proof of concept and determination of the material parameters. *Computational Materials Science*, vol. 50, n° 10, 2011, p. 2771 - 2784.
- [HAM 06] HAMANN J.-F., TURGIS P.
Le freinage : théorie et pratique. rapport, 2006, SAFRAN Messier-Bugatti-Dowty.
- [HAT 05] HATTA H., GOTO K., AOKI T.
Strengths of C/C composites under tensile, shear, and compressive loading : Role of interfacial shear strength. *Composites Science and Technology*, vol. 65, n° 15 - 16, 2005, p. 2550 - 2562. 20th Anniversary Special Issue.
- [HEL 93] HELTE A.
Radiative and conductive heat transfer in porous media : Estimation of the effective thermal conductivity. *Journal of Applied Physics*, vol. 73, n° 11, 1993, p. 7167 - 7173, AIP.
- [HER 82] HERTZ H. R.
Über die Berührung fester elastischer Körper. *J. reine und angewandte Mathematik*, vol. 92, 1882, p. 156 - 171.
- [HIR 06] HIRANO M.
Atomistics of friction. *Surface Science Reports*, vol. 60, n° 8, 2006, p. 159 - 201.
- [HSI 00] HSIAU S.-S.
Effective thermal conductivities of a single species and a binary mixture of granular materials. *International Journal of Multiphase Flow*, vol. 26, n° 1, 2000, p. 83 - 97.

- [HU 13] HU P., YING L., LI Y., LIAO Z.
Effect of oxide scale on temperature-dependent interfacial heat transfer in hot stamping process. *Journal of Materials Processing Technology*, vol. 213, n° 9, 2013, p. 1475 - 1483.
- [HUN 97] HUNT M.
Discrete element simulations for granular material flows : effective thermal conductivity and self-diffusivity. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 40, n° 13, 1997, p. 3059 - 3068.
- [ILI 10] ILIESCU D., GEHIN D., IORDANOFF I., GIROT F., GUTIERREZ M.
A discrete element method for the simulation of CFRP cutting. *Composites Science and Technology*, vol. 70, n° 1, 2010, p. 73 - 80.
- [IOR 05] IORDANOFF I., FILLOT N., BERTHIER Y.
Numerical study of a thin layer of cohesive particles under plane shearing. *Powder Technology*, vol. 159, n° 1, 2005, p. 46 - 54.
- [IQB 11] IQBAL S. S., DINWIDDIE R., PORTER W., LANCE M., FILIP P.
Effect of Heat Treatment on Thermal Properties of Pitch-Based Carbon Fiber and Pan-Based Carbon Fiber Carbon-Carbon Composites, p. 245–254. John Wiley & Sons, Inc., 2011.
- [IRE 02] IREMAN P., KLARBRING A., STRÖMBERG N.
Finite element algorithms for thermoelastic wear problems. *European Journal of Mechanics - A/Solids*, vol. 21, n° 3, 2002, p. 423 - 440.
- [JAC 96] JACQUEMARD P.
Tribologie des joints à faces radiales : cas du fonctionnement en lubrification mixte et de premiers corps en carbone et carbure de silicium. Thèse de doctorat, Institut National des Sciences Appliquées de Lyon, 1996.
- [JAE 42] JAEGER J. C.
Moving sources of heat and the temperature at sliding contacts. *Proc. of Royal Society of New South Wales*, vol. NSW 76, 1942, p. 203 - 224.
- [JEA 99] JEAN M.
The non-smooth contact dynamics method. *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, vol. 177, n° 3 - 4, 1999, p. 235 - 257.
- [JER 12] JERIER J., MOLINARI J.
Normal contact between rough surfaces by the Discrete Element Method. *Tribology International*, vol. 47, n° 0, 2012, p. 1 - 8.
- [JOH 71] JOHNSON K. L., KENDALL K., ROBERTS A. D.
Surface Energy and the Contact of Elastic Solids. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences*, vol. 324, n° 1558, 1971, p. 301 - 313.
- [KAS 08] KASEM H.
Étude du comportement tribologique de composites carbone/carbone sous sollicitations de freinage aéronautique. Approches mécanique et physico-chimique. Thèse de doctorat, Université d'Orléans, 2008.

- [KAS 09] KASEM H., BONNAMY S., BERTHIER Y., DUFRÉNOY P., JACQUEMARD P.
Tribological, physicochemical and thermal study of the abrupt friction transition during carbon/carbon composite friction. *Wear*, vol. 267, n° 5 - 8, 2009, p. 846 - 852. 17th International Conference on Wear of Materials.
- [KAZ 10] KAZA G.
Contribution à l'étude de la Résistance Thermique de Contact et à sa modélisation à travers l'écrasement de l'interface tôle/outil dans la mise en forme à chaud de tôles d'acier. Thèse de doctorat, Université Toulouse 3 Paul Sabatier, 2010.
- [KEN 81] KENNEDY F. E.
Surface temperature in sliding systems - A finite element analysis. *Journal of Lubrication Technology*, vol. 103, 1981, p. 90 - 96.
- [KEN 82] KENNEDY F.
Single pass rub phenomena - analysis and experiment. *Journal of Lubrication Technology*, vol. 104, 1982, p. 582 - 588.
- [KEN 84] KENNEDY F. E.
Thermal and thermomechanical effects in dry sliding. *Wear*, vol. 100, n° 1 - 3, 1984, p. 453 - 476.
- [KEN 01] KENNEDY F. E.
Frictional Heating and Contact Temperatures, vol. 1, Chapitre 6, p. 1 - 38. Modern Tribology Handbook, 2001.
- [KUH 87] KUHLMANN-WILSDORF D.
Temperatures at Interfacial Contact Spots : Dependence on Velocity and on Role Reversal of Two Materials in Sliding Contact. *Journal of Tribology*, vol. 109, n° 2, 1987, p. 321 - 329.
- [LAN 81] LANCASTER J. K., PRITCHARD J. R.
The influence of environment and pressure on the transition to dusting wear of graphite. *Journal of Physics D : Applied Physics*, vol. 14, n° 4, 1981, page 747.
- [LAN 94] LANDAU L., LIFCHITZ E.
Physique Théorique - Physique statistique. 1994.
- [LAR 96] LARAQI N.
Phénomène de constriction thermique dans les contacts glissants. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 39, n° 17, 1996, p. 3717 - 3724.
- [LAR 99] LARZABAL C., DANES F.
Etude de l'effet des groupements des spots de contact sur la Résistance Thermique des Contacts statiques. *Société française des thermiciens, Congrès annuel No7*, Arcachon, 17-19 mai 1999.
- [LAR 02] LARAQI N., BAIRI A.
Theory of thermal resistance between solids with randomly sized and located contacts. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 45, n° 20, 2002, p. 4175 - 4180.

- [LI 96] LI Y. H., SELLARS C. M.
Evaluation of interfacial heat transfer and its effects on hot forming processes. *Ironmaking & steelmaking*, vol. 23, n° 1, 1996, p. 52 - 91.
- [LIM 87] LIM S. C., ASHBY M. F.
Overview no. 55 Wear-Mechanism maps. *Acta Metallurgica*, vol. 35, n° 1, 1987, p. 1 - 24.
- [LIM 92] LIMPET R.
Brake Design and Safety. Society of Automotive Engineers Inc, 1992.
- [LIM 08] LIM D.-W., KIM T.-H., CHOI J.-H., KWEON J.-H., PARK H.-S.
A study of the strength of carbon-carbon brake disks for automotive applications. *Composite Structures*, vol. 86, n° 1 - 3, 2008, p. 101 - 106. Fourteenth International Conference on Composite Structures.
- [LIN 64] LING F. F., PU S. L.
Probable interface temperatures of solids in sliding contact. *Wear*, vol. 7, n° 1, 1964, p. 23 - 34.
- [LIN 73] LING F. F.
Surface Mechanics. New-York, 1973.
- [LIN 02] LING F. F., BRYANT M. D., DOELLING K. L.
On irreversible thermodynamics for wear prediction. *Wear*, vol. 253, n° 11 - 12, 2002, p. 1165 - 1172.
- [LUB 95] LUBRECHT A. A., BERTHIER Y.
Granular Lubrication : A Simple Model and Trends. *Tribology Series*, vol. 30, 1995, p. 53 - 62.
- [LUD 97] LUDING S.
Stress distribution in static two-dimensional granular model media in the absence of friction. *Phys. Rev. E*, vol. 55, 1997, p. 4720 - 4729, American Physical Society.
- [LUO 04] YING LUO R., HONG CHENG Y.
Effects of Preform and Pyrolytic Carbon Structure on Thermophysical Properties of 2D Carbon/Carbon Composites. *Chinese Journal of Aeronautics*, vol. 17, n° 2, 2004, p. 112 - 118.
- [MAJ 03] MAJCHERCZAK D.
Etude thermique d'un contact glissant : approche numérique et expérimentale. Application au freinage. Thèse de doctorat, Université de Lille 1, 2003.
- [MAJ 05] MAJCHERCZAK D., DUFRÉNOY P., NAÏT-ABDELAZIZ M.
Third Body Influence on Thermal Friction Contact Problems : Application to Braking. *Journal of Tribology*, vol. 127, 2005, p. 89 - 95.
- [MAU 92] MAUGIS D.
Adhesion of spheres : The JKR-DMT transition using a dugdale model. *Journal of Colloid and Interface Science*, vol. 150, n° 1, 1992, p. 243 - 269.

- [MBO 11] MBODJ C.
Compréhension du Comportement des Composites Carbone/Carbone (C/C) sous sollicitations tribologiques : Etude multi-échelles. Thèse de doctorat, Institut National des Sciences Appliquées de Lyon, 2011.
- [MBO 12] MBODJ C.
Synthèse de CASTHA - Logiciel de simulation thermomécanique du freinage. rapport, 2012, SAFRAN Messier-Bugatti-Dowty.
- [MCL 62] MCLEAN D.
Mechanical Properties of Metals. *Wiley*, , 1962, p. 141 - 144.
- [MIN 54] MINDLIN R. D., MASON W. P., OSMER J. F., DERESIEWICZ H.
Effects of an oscillating tangential force on the contact surfaces of elastic spheres. *Proceedings of 1st US National Congress of Applied Mechanics*, 1954, p. 203 - 208.
- [MOR 88] MOREAU J.
Unilateral contact and dry friction in finite freedom dynamics, vol. 302 de *International Centre for Mechanical Sciences, Courses and Lectures*. Springer, Vienna, 1988.
- [MUZ 01] MUZYCKA Y., YOVANOVICH M.
Thermal Resistance Models for Non-Circular Moving Heat Sources on a Half Space. *Transactions of the ASME*, vol. 123, 2001, p. 624 - 632.
- [NAI 05] NAITALI B.
Elaboration, caractérisation et modélisation de matériaux poreux. Influence de la structure poreuse sur la conductivité thermique effective. Thèse de doctorat, Université de Limoges, 2005.
- [NEW 59] NEWCOMB T. P.
Transient temperatures attained in disk brakes. *British Journal of Applied Physics*, vol. 10, n° 7, 1959, p. 339 - 340.
- [NGU 09] NGUYEN V.-D., FORTIN J., GUESSASMA M., BELLENGER E., COGNÉ C.
Thermomechanical modelling of friction effects in granular flows using the discrete element method. *Journal of Mechanics of Materials and Structures*, vol. 4, n° 2, 2009, p. 413 - 426.
- [NGU 12] NGUYEN V.-D., BENHABIB K., MARIE C., COOREVITS P.
Heat Transfer in a Granular Media Modeled by a Coupled DEM-Finite Difference Method : Application to Fluidized Bed Processes. *Procedia Engineering*, vol. 42, n° 0, 2012, p. 824 - 832. CHISA 2012.
- [NHU 13] NHU V.-H.
Dialogues numériques entre échelles tribologiques. Thèse de doctorat, Institut National des Sciences Appliquées de Lyon, 2013.
- [NIC 01] NICCOLINI E.
Adhérence roue-rail en traction : réalité tribologique en condition de démarrage. Thèse de doctorat, Institut National des Sciences Appliquée de Lyon, 2001.
- [OLE 97] OLESIAK Z., PIRYEV Y., YEVTUSHENKO A.
Determination of temperature and wear during braking. *Wear*, vol. 210, n° 1 - 2, 1997, p. 120 - 126.

- [OST 03] OSTERMEYER G.
On the dynamics of the friction coefficient. *Wear*, vol. 254, n° 9, 2003, p. 852 - 858. Papers presented at the 280th We-Hereaus Seminar Integrating Friction and Wear Research.
- [OZC 05] OZCAN S., FILIP P.
Microstructure and wear mechanisms in C/C composites. *Wear*, vol. 259, n° 1 - 6, 2005, p. 642 - 650. 15th International Conference on Wear of Materials.
- [PAN 04] PANIER S., DUFRÉNOY P., WEICHERT D.
An experimental investigation of hot spots in railway disc brakes. *Wear*, vol. 256, n° 7 - 8, 2004, p. 764 - 773.
- [PAY 15] DE PAYREBRUNE K., KRÖGER M.
Kinematic analysis of particles in three-body contact. *Tribology International*, vol. 81, n° 0, 2015, p. 240 - 247.
- [PEI 07] PEILLEX G.
Modélisation numériques multi-échelles du comportement dynamique de matériaux composites sous sollicitations tribologiques : Cas des composites Carbone/Carbone utilisés en freinage aéronautique. Thèse de doctorat, Institut National des Sciences Appliquées de Lyon, 2007.
- [PER 05] PERALES F.
Fissuration des matériaux à gradient de propriétés. Application au Zircaloy hydruré. Thèse de doctorat, Université Montpellier II, 2005.
- [PER 08] PERALES F., BOURGEOIS S., CHRYSOCHOOS A., MONERIE Y.
Two field multibody method for periodic homogenization in fracture mechanics of nonlinear heterogeneous materials. *Engineering Fracture Mechanics*, vol. 75, n° 11, 2008, p. 3378 - 3398. Local Approach to Fracture (1986 - 2006) : Selected papers from the 9th European Mechanics of Materials Conference.
- [PET 03] PETITET J.-P.
Action de la pression sur les édifices moléculaires solides. *Techniques de l'Ingénieur*, n° AF 3571, 2003, p. 1 - 17.
- [PIE 00] PIETREMENT O.
Imagerie et Caractérisation Nanomécanique des Surfaces par Microscopie à Force Atomique. Thèse de doctorat, Université de Reims Champagne-Ardenne, 2000.
- [PUG 04] PUGLIA P. D., SHEIKH M. A., HAYHURST D. R.
Classification and quantification of initial porosity in a CMC laminate. *Composites Part A : Applied Science and Manufacturing*, vol. 35, n° 2, 2004, p. 223 - 230.
- [QIA 13] QIAN Y., ZHANG W., GE M., XI W.
Frictional response of a novel C/C-ZrB₂-ZrC-SiC composite under simulated braking. *Journal of Advanced Ceramics*, vol. 2, n° 2, 2013, p. 157 - 161, Tsinghua Press.
- [RAN 10] RANDRIANALISOA J., BAILLIS D.
Radiative properties of densely packed spheres in semitransparent media : A new geometric optics approach. *Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer*, vol. 111, 2010, p. 1372 - 1388.

- [REN 04a] RENOUF M.
Optimisation Numérique et Calcul Parallèle pour l'étude de milieu divisés bi- et tridimensionnels. Thèse de doctorat, Université Montpellier II, Sciences et Technologie du Languedoc, 2004.
- [REN 04b] RENOUF M., DUBOIS F., ALART P.
A parallel version of the non smooth contact dynamics algorithm applied to the simulation of granular media. *Journal of Computational and Applied Mathematics*, vol. 168, n° 1 - 2, 2004, p. 375 - 382.
- [REN 05] RENOUF M., ALART P.
Conjugate gradient type algorithms for frictional multi-contact problems : applications to granular materials. *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, vol. 194, n° 18 - 20, 2005, p. 2019 - 2041.
- [REN 06] RENOUF M., SAULOT A., BERTHIER Y.
Third-body flow during a wheel-rail interaction. *III European Conference on Computational Mechanics Solids Proceedings*, C.A. Mota Soares et.al. (eds.), Lisbon, Portugal, 5 - 9 June 2006.
- [REN 08] RENOUF M., FILLOT N.
Coupling electrical and mechanical effects in discrete element simulations. *International Journal for Numerical Methods in Engineering*, vol. 74, n° 2, 2008, p. 238 - 254, John Wiley & Sons, Ltd.
- [REN 11a] RENOUF M., BERTHIER Y.
Numerical Modeling of Heat Production and Transmission, in Discrete-element Modeling of Granular Materials. F. Radjai et F. Dubois eds, 2011.
- [REN 11b] RENOUF M., CAO H.-P., NHU V.-H.
Multiphysical modeling of third-body rheology. *Tribology International*, vol. 44, n° 4, 2011, p. 417 - 425.
- [RIC 07] RICHARD D., IORDANOFF I., BERTHIER Y., RENOUF M., FILLOT N.
Friction Coefficient as a Macroscopic View of Local Dissipation. *Journal of Tribology*, vol. 129, n° 4, 2007, p. 829-835, ASME.
- [RIC 08a] RICHARD D.
Thermique des contacts avec troisième corps solide. Modélisation et compréhension des phénomènes de frottement et de diffusion de la chaleur par la méthode des éléments discrets. Thèse de doctorat, Institut national des sciences appliquées de Lyon, 2008.
- [RIC 08b] RICHARD D., IORDANOFF I., RENOUF M., BERTHIER Y.
Thermal Study of the Dry Sliding Contact With Third Body Presence. *Journal of Tribology*, vol. 130, n° 3, 2008, p. 031404-1 - 031404-10, ASME.
- [RIE 09] RIETSCH J.-C.
Influence de l'environnement sur le comportement tribologique des carbones - Application au freinage aéronautique de composites Carbone/Carbone. Thèse de doctorat, Université de Haute-Alsace, 2009.

- [RIV 15] RIVIÈRE J., RENOUF M., BERTHIER Y.
Thermo-Mechanical Investigations of a Tribological Interface. *Tribology Letters*, vol. 58, n° 3, 2015, Springer US.
- [ROG 08] ROGNON P., ROUX J.-N., NAAIM M., CHEVOIR F.
Dense flows of cohesive granular materials. *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 596, n° 1, 2008, p. 21 - 47.
- [ROW 13] ROWE K. G., BENNETT A. I., KRICK B. A., GREGORY SAWYER W.
In situ thermal measurements of sliding contacts. *Tribology International*, vol. 62, n° 0, 2013, p. 208 - 214.
- [RYH 79] RYHMING I. L.
On temperature and heat source distributions in sliding contact problems. *Acta Mechanica*, vol. 32, 1979, p. 261 - 274, Springer Wien.
- [SAL 98] SALGON J.-J., QUEMENER O., BELGHALI M., BRANSIER J.
Résistance thermique de contact statique. Evaluation expérimentale des performances d'un modèle à deux résistances issu d'une description probabiliste des déformations de l'interface. *Revue Générale de Thermique*, vol. 37, n° 4, 1998, p. 284 - 294.
- [SAV 92] SAVKOOR A. R.
Fundamentals of Friction : Macroscopic and Microscopic Processes. 1992.
- [SCH 08] SCHUSTER J., HEIDER D., SHARP K., GLOWANIA M.
Thermal conductivities of three-dimensionally woven fabric composites. *Composites Science and Technology*, vol. 68, n° 9, 2008, p. 2085 - 2091.
- [SEG 04] SEGHI S., FABIO B., ECONOMY J.
Carbon/carbon-boron nitride composites with improved wear resistance compared to carbon/carbon. *Carbon*, vol. 42, n° 15, 2004, p. 3043 - 3048.
- [SHA 04] SHAKHVOROSTOV D., PÖHLMANN K., SCHERGE M.
An energetic approach to friction, wear and temperature. *Wear*, vol. 257, n° 1 - 2, 2004, p. 124 - 130.
- [SIM 14] SIMON S.
De la dynamique ferroviaire à l'accomodation microstructurale du rail - Contribution des TTS à la réponse tribologique des aciers - Cas du défaut de squat. Thèse de doctorat, Institut National des Sciences Appliquées de Lyon, 2014.
- [SRI 96] SRIDHAR M., YOVANOVICH M.
Elastoplastic Contact Conductance Model for Isotropic, Conforming Rough Surfaces and Comparison with Experiments. *Journal of Heat Transfer*, vol. 118, n° 1, 1996, p. 3 - 9.
- [STR 96] STRÖMBERG N., JOHANSSON L., KLARBRING A.
Derivation and analysis of a generalized standard model for contact, friction and wear. *International Journal of Solids and Structures*, vol. 33, n° 13, 1996, p. 1817 - 1836.
- [SUN 04] SUNIL KUMAR S., ABILASH P., RAMAMURTHI K.
Thermal contact conductance for cylindrical and spherical contacts. *Heat and Mass Transfer*, vol. 40, n° 9, 2004, p. 679 - 688, Springer-Verlag.

- [SUZ 91] SUZUKI S., KENNEDY F. E.
The Detection of Flash Temperatures in a Sliding Contact by the Method of Tribo-Induced Thermoluminescence. *Journal of Tribology*, vol. 113, n° 1, 1991, p. 120 - 127, ASME.
- [TAL 96] TALLARON C.
Comportement thermomécanique en présence ou non d'une entaille sous régimes statique et dynamique, d'un composite multidirectionnel carbone-carbone. Thèse de doctorat, Institut national des sciences appliquées de Lyon, 1996.
- [TAY 34] TAYLOR G. I., QUINNEY H.
The latent energy remaining in a metal after cold-working. *Proc. Roy. Soc London*, vol. A 143, 1934, p. 307 - 326.
- [TER 13] TERREROS I., IORDANOFF I., CHARLES J. L.
Simulation of continuum heat conduction using DEM domains. *Computational Materials Science*, vol. 69, n° 0, 2013, p. 46 - 52.
- [TIA 94] TIAN X., KENNEDY F.
Maximum and Average Flash Temperatures in Sliding Contacts. *Journal of Tribology*, vol. 116, 1994, p. 167 - 174.
- [UET 78] UETZ H., FÖHL J.
Wear as an energy transformation process. *Wear*, vol. 49, n° 2, 1978, p. 253 - 264.
- [VAR 01] VARGAS W. L., MCCARTHY J. J.
Heat conduction in granular materials. *AIChE Journal*, vol. 47, n° 5, 2001, p. 1052 - 1059, Wiley Subscription Services, Inc., A Wiley Company.
- [VAR 02] VARGAS-ESCOBAR W. L.
Discrete Modeling of Heat Conduction in Granular Media. Thèse de doctorat, University of Pittsburgh, 2002.
- [VAR 07] VARGAS W. L., MCCARTHY J. J.
Thermal expansion effects and heat conduction in granular materials. *Phys. Rev. E*, vol. 76, 2007, page 041301, American Physical Society.
- [VEN 02] VENKATARAMAN B., SUNDARARAJAN G.
The influence of sample geometry on the friction behaviour of carbon-carbon composites. *Acta Materialia*, vol. 50, n° 5, 2002, p. 1153 - 1163.
- [VER 56] VERNOTTE P.
Calcul numérique, calcul physique : application à la thermocinétique. Publications scientifiques et techniques du ministère de l'air, 1956.
- [VIS 13] VISSEQ V., ALART P., DUREISSEIX D.
High performance computing of discrete nonsmooth contact dynamics with domain decomposition. *International Journal for Numerical Methods in Engineering*, vol. 96, n° 9, 2013, p. 584 - 598.
- [WAN 08] WANG J., CARSON J. K., NORTH M. F., CLELAND D. J.
A new structural model of effective thermal conductivity for heterogeneous materials with co-continuous phases. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 51, n° 9 - 10, 2008, p. 2389 - 2397.

- [WEN 12] WEN S.
Identification expérimentale de modèles de zones cohésives à partir de techniques d'imagerie thermomécanique. Thèse de doctorat, Université Montpellier II, 2012.
- [WOL 01] WOLEJSZA Z., DACKO A., ZAWISTOWKI T., OSINSKI J.
Thermo-Mechanical Analysis of Airplane Carbon- Carbon Composite Brakes Using MSC. Marc. *Warsaw University of Technology*, , n° Paper 2001 - 58, 2001.
- [YEN 96] YEN B., ISHIHARA T.
On temperature-dependent tribological regimes and oxidation of carbon-carbon composites up to 1800 °C. *Wear*, vol. 196, n° 1 - 2, 1996, p. 254 - 262.
- [YEN 97] YEN B., ISHIHARA T., YAMAMOTO I.
Influence of environment and temperature on "dusting" wear transitions of carbon-carbon composites. *Journal of Materials Science*, vol. 32, 1997, p. 681 - 686, Springer Netherlands.
- [YOV 67] YOVANOVICH M. M.
Thermal contact resistance across elastically deformed spheres. *Journal of Spacecraft and Rockets*, vol. 4, n° 1, 1967, p. 119 - 122.
- [YUN 08] YUN T., SANTAMARINA J.
Fundamental study of thermal conduction in dry soils. *Granular Matter*, vol. 10, 2008, p. 197 - 207, Springer-Verlag.
- [ZAI 09] ZAIDI H., FRÊNE J.
Température de l'interface des contacts glissants à sec. *19 ème Congrès Français de Mécanique*, 2009.
- [ZHA 06] ZHAO J.-G., LI K.-Z., LI H.-J., WANG C., ZHAI Y.-Q.
The thermal expansion of carbon/carbon composites from room temperature to 1400 °C. *Journal of Materials Science*, vol. 41, 2006, p. 8356 - 8358, Springer Netherlands.
- [ZHO 12] ZHOU X., ZHU D., XIE Q., LUO F., ZHOU W.
Friction and wear properties of C/C-SiC braking composites. *Ceramics International*, vol. 38, n° 3, 2012, p. 2467 - 2473.

FOLIO ADMINISTRATIF

THÈSE SOUTENUE DEVANT L'INSTITUT NATIONAL
DES SCIENCES APPLIQUÉES DE LYON

NOM : **RIVIERE**

DATE de SOUTENANCE : 23 novembre 2015

Prénoms : **Jérôme, Romain**

TITRE :

Réponses thermo-mécaniques des interfaces tribologiques – Cas du freinage aéronautique

NATURE : Doctorat

Numéro d'ordre : 2015-ISAL-0108

École doctorale : Mécanique - Énergétique - Génie Civil - Acoustique (MEGA)

Spécialité : Mécanique

RÉSUMÉ :

En aéronautique, l'optimisation du fonctionnement des freins de roue nécessite qu'ils aient des comportements tribologiques qui décèlent progressivement les aéronefs tout en maximisant l'endurance des freins. Ces comportements sont obtenus par le biais d'empilements de disques en composites carbone-carbone situés dans la jante de chaque roue qui, mis en contact par l'action d'une couronne hydraulique, transforment, emmagasinent puis restituent l'énergie de freinage. La jante, la couronne hydraulique (mécanisme), les disques (premiers corps) et le film intercalaire (troisième corps) constituent le triplet tribologique qui gouverne le freinage. Du fait du confinement du "contact" entre les disques d'une part, et entre les disques et la jante d'autre part, la compréhension locale des phénomènes énergétiques (conversions thermo-mécaniques) opérant pendant le freinage, nécessite un découplage des phénomènes tribologiques mis en jeu, en particulier au niveau de la "peau" des premiers corps et du troisième corps (échelle locale).

Le découplage, difficile à établir expérimentalement, est réalisé dans cette étude par une modélisation numérique la plus réaliste possible des circuits tribologiques thermo-mécaniques activés (flux de matière et d'énergie). Cette dernière est obtenue en enrichissant la méthode des éléments discrets afin de prendre en compte les arrangements locaux des constituants des premiers et troisième corps. Ces enrichissements sont confrontés numériquement et expérimentalement, à l'aide d'une "boîte granulaire" instrumentée, puis exploités pour analyser les réponses thermo-mécaniques des premiers et troisième corps.

Les analyses suggèrent qu'une "dégradation seuil" des premiers corps engendre des arrangements locaux aux comportements thermo-mécaniques singuliers, même si l'énergie globale appliquée (pression \times vitesse) est constante. Par exemple, les constituants du troisième corps induisent des phénomènes conservatifs tels que la formation de "rouleaux thermiques" liée à la recirculation locale du troisième corps, et des phénomènes dissipatifs tels que la conduction de la chaleur par le biais des hétérogénéités (paquets de fibres) des premiers corps.

Les arrangements locaux, les endommagements, ... peuvent être caractérisés par des mesures numériques de résistance thermique de contact qui résultent de la compétition entre des énergies à l'échelle locale et des énergies à l'échelle globale (mécanisme). Cette résistance permet de distinguer dans les bilans d'énergie thermo-mécaniques, en plus des phénomènes dissipatifs bien connus, les phénomènes conservatifs qui amènent le triplet tribologique vers un équilibre. Dans le cas du freinage, l'équilibre est conditionné par le choix des arrangements qui restreignent l'usure (phénomènes conservatifs), et de ceux qui maximisent l'évacuation de la chaleur hors du contact (phénomènes dissipatifs).

MOTS-CLÉS : *freinage aéronautique, tribologie, méthode des éléments discrets, triplet tribologique, endommagement, thermique, usure, résistance thermique de contact.*

Laboratoire de recherche : **Laboratoire de Mécanique des Contacts et des Structures (LaMCoS)**

UMR CNRS 5259 - INSA de Lyon

18-20 rue des Sciences, 69621 Villeurbanne Cedex (FRANCE)

Directeurs de thèse : Yves BERTHIER, Mathieu RENOUF

Président du jury : Najib LARAQI

Composition du jury : Najib LARAQI, Christophe MARTIN, Moussa NAIT-ABDELAZIZ, Riccardo ARTONI, Dominique BAILLIS, Yves BERTHIER, Mathieu RENOUF, Jean-Baptiste VANEY, Matthieu CHAMPAGNE