

République Algérienne Démocratique et Populaire
Ministère de l'enseignement supérieur et de la recherche scientifique

UNIVERSITÉ 20 AOÛT 1955 DE SKIKDA

Faculté de Technologie
Département de Génie Mécanique



Code: D012119013D

Thèse présentée en vue de l'obtention
du diplôme de

Doctorat en sciences

Spécialité: **Maintenance Industrielle**

Thème

RHÉOLOGIE DES TROISIÈMES CORPS SOLIDES

Présentée par :

Soumia TEYAR

Soutenue publiquement le 15 Juillet 2019 devant la commission d'examen

Jury M.

Président	A. BOUZAOUIT	Professeur (Univ. 20 Août 1955 Skikda)
Rapporteur	K. KHONFEIS	MCA (Univ. 20 Août 1955 Skikda)
Examineurs :	R. CHAIB	Professeur (Univ. Mentouri Constantine)
	R. KELAIAIA	MCA (Univ. 20 Août 1955 Skikda)
	M ^{ed} R. SARI	Professeur (Univ. Badji Mokhtar Annaba)
	A. Dib	MCA (Univ. Badji Mokhtar Annaba)
Invité	M. RENOUF	CR HDR CNRS (Univ. de Montpellier)

REMERCIEMENTS

Les travaux présentés dans ce manuscrit ont été menés au sein du laboratoire de Mécanique des Contacts et des Structures (LaMCoS) de l'INSA de Lyon. A ce titre, je tiens à remercier Monsieur le Professeur **David Dureisseix**, Directeur du LaMCoS, de m'avoir accueilli au sein du laboratoire pendant un séjour de dix-huit mois, afin de pouvoir exercer ce travail de thèse.

Je tiens à exprimer mes plus vifs remerciements à Monsieur le Professeur **Yves Berthier**, respectivement Directeur de Recherche CNRS et Responsable de l'équipe Tribologie et Mécanique des Interfaces (TMI) de m'avoir accueilli et intégrer dans son équipe pour réaliser cette thèse dans les meilleures conditions. Je le remercie aussi pour la confiance qu'il m'a accordée en acceptant d'encadrer ce travail durant ces années de thèse, pour son enthousiasme, sa rigueur et sa noblesse scientifique.

Je remercie infiniment et profondément Monsieur **Mathieu Renouf**, chargé de recherche CNRS pour ses multiples conseils, ces suggestions, ces discussions fructueuses et pour toutes les heures qu'il a consacré à diriger cette recherche. Je le remercie également de m'avoir encadrée et pour l'intérêt qu'il a porté à ce travail ainsi pour son aide, sa disponibilité, sa patience, sa gentillesse et sa simplicité.

Je tiens également à remercier Monsieur **Maurice Bouvier**, pour leurs précieux conseils qu'il m'a donnés et les discussions sur le dispositif expérimental Tribo-Gral.

Un grand merci pour Monsieur le professeur **Lakhdar Khochelman paix à son âme** pour son soutien permanent, son immense aide administrative qu'il a pu m'apporter tout au long de cette période, ainsi que pour ces encouragements pour mener à bien ce travail.

Je tiens à exprimer ma gratitude à Monsieur **Youcef Guetteche** pour les idées vailleuses, ses suggestions, ces relectures et ses corrections concernant le manuscrit. J'ai apprécié sa rigueur scientifique et sa grande disponibilité.

Mes sincères remerciements vont aussi à mon encadreur Monsieur **Kamel Khounfais** pour sa disponibilité et pour son aide.

Je tiens à remercier Monsieur **Azzedine Bouzaouit**, pour l'honneur qu'il m'a fait pour présider mon jury de thèse. Je remercie aussi Monsieur **Rachid Chaib**, **M^{ed} Rafik Sari**, **Amar Dib** et **Ridha Kelaiaia** pour l'intérêt qu'ils m'ont manifesté pour ce travail en acceptant d'être membres de mon jury.

Je remercie aussi Monsieur le professeur **Souleimane Daoud ElAlouci** mon précédent encadreur qui est parti en retraite et Monsieur le professeur **Fayçal Djazy** Directeur du Laboratoire de Recherche Physico-Chimique des Surfaces et Interfaces (LRPCSI) pour leurs aide administrative et leurs simplicité.

J'adresse mes remerciements à tous les membres de l'équipe **TMI** et du laboratoire (LaMCoS) durant toutes les années de recherches, particulièrement à: **Hayet Heguib, Ana Maria Sfarghiu, Ghassen Ouenzerfi, Magdalena Corneci, Jérôme Rivière, NHU Viet Hung, Cao Hong Phong, Rudy Charlery, Komla Apelete Kounoudji, Éric Chapeuil**, ... pour sa gentillesse et sa simplicité et les bons moments qu'on a passés ensembles.

Je n'oublierai pas de remercier **Amira Annabi, Sarah Hilditch** et **Mourad Annabi**, tous mes amies et toutes personnes qui par leur soutien moral, physique ou autres des prés ou de loin, ont contribué à la réalisation de ce travail.

En fin, je remercie énormément toute ma famille pour leur confiance, leur soutien tout au long de mes études.

*A mes chers parents,
A toute ma famille*

RÉSUMÉ

En tribologie numérique à l'échelle microscopique, la méthode des éléments discrets (MED) est l'outil le plus utilisé pour modéliser les différents mécanismes de contact frottant avec troisième corps solide. La modélisation de la rhéologie du troisième corps solide par cette méthode a été largement utilisée dans des récents travaux de recherche, pour étudier et comprendre la phénoménologie multi-physique (mécanique, thermique, électrique, physico-chimique...) du contact.

Dans ce contexte, nous avons illustré dans ce présent travail une étude numérique sur le comportement thermo-mécanique par cette méthode des éléments discrets (MED). Cette étude se focalise sur la modélisation du frottement local entre les particules du troisième corps, de la génération de chaleur et sa diffusion par conduction. Nous avons réalisé un modèle numérique bidimensionnel (2D) adapté aux possibilités offertes par le dispositif expérimental "Tribo-Gral", pour simuler les différentes grandeurs thermo-mécaniques tel que : vitesse d'écoulement et température du volume du troisième corps. Cette modélisation est implanté au sein de la plateforme utilisée LMGC90, qui est basée sur l'approche NSCD (Non-Smooth Contact Dynamics Method).

Pour enrichir l'étude de la réponse thermo-mécanique du troisième corps solide, nous avons réalisé une étude paramétrique élargie sur l'influence de la nature du troisième corps, les sollicitations tribologiques appliquées (vitesse de cisaillement et pression normale), la cohésion entre les particules du troisième corps, ainsi que le temps de simulation sur le comportement thermo-mécanique du troisième corps.

Faute de validation expérimentale de notre modèle par le dispositif expérimental "Tribo-Gral" qui en cours de construction, nous avons réalisé d'autres types de modèle numérique bidimensionnels : Couette et tambour tournant, où les résultats obtenus sont confrontés avec des résultats similaires vérifiés dans d'autres recherches.

L'analyse des résultats obtenus montre que la réponse thermo-mécanique du troisième corps solide dépend alors de la configuration du modèle, de la nature du volume, des lois d'interaction, du temps de simulation, ainsi que des sollicitations tribologiques appliquées.

Mots clés : tribologie numérique, rhéologie, troisième corps solide, méthode des éléments discrets, LMGC90, transferts de chaleur, NSCD, Tribo-Gral, frottement.

ABSTRACT

In digital tribology at the microscopic scale, the discrete element method (DEM) is the most used tool to model the different mechanisms of the friction contact with the third solid body. The modeling of the rheology of the third solid body used by this method, has been widely used in recent research to study and understand the multi-physical phenomenology (mechanical, thermal, electrical, physicochemical ...) of contact.

In this context, we have illustrated in this present work a numerical study on the thermo-mechanical behavior by using the method of discrete elements (DEM). This study focuses on the modeling of local friction between particles of the third body, heat generation and its diffusion by conduction. We made a two-dimensional numerical model (2D) adapted to the possibilities offered by the experimental device "Tribo-Gral", to simulate the different thermo-mechanical greatness such as: flow velocity and volume temperature of the third body. This modeling is implemented within the used platform LMGC90, which is based on the NSCD approach (Non-Smooth Contact Dynamics Method).

To enrich the study of the thermo-mechanical response of the third solid body, we made an extended parametric study on the influence of the nature of the third body, the applied tribological solicitations (shear rate and normal pressure), the cohesion between the particles of the third body, as well as the simulation time on the thermo-mechanical behavior of the third body.

Due to the lack of experimental validation of our model by the experimental device "Tribo-Gral" which is under construction, we have made other types of two-dimensional numerical model: Couette and rotating drum, where the obtained results are compared with similar results verified in other researches.

The analysis of the obtained results show that the thermo-mechanical response of the third solid body depends on the configuration of the model, the nature of the volume, the interaction laws, the simulation time, as well as the applied tribological solicitations.

Keywords: numerical tribology, rheology, third solid body, discrete element method, LMGC90, heat transfers, NSCD, Tribo-Gral, friction.

ملخص

في علم الاحتكاك العددي بالمقياس المجهرى ، تعتبر طريقة العناصر المنفصلة (MED) هي الأداة الأكثر استخدامًا لنمذجة آليات مختلفة للتلامس بالاحتكاك مع الجسم الصلب الثالث. إن نمذجة انسيابية الجسم الصلب الثالث بواسطة هذه الطريقة كانت مستعملة على نحو واسع في أعمال البحث الحديثة، لدراسة وفهم الظواهر الفيزيائية المتعددة للتلامس (الميكانيكية، الحرارية، الكهربائية والفيزياء كيميائية ...). في هذا السياق، وضحنا في هذا العمل دراسة عددية عن السلوك الترمو-ميكانيكي بواسطة طريقة العناصر المنفصلة (MED). هذه الدراسة تركز على نمذجة الاحتكاك المحلي بين جسيمات الجسم الثالث وتوليد الحرارة وانتشارها بالتوصيل. لقد حققنا نموذجًا ثنائي الأبعاد (2D) تم تكيفه موافقه للإمكانيات التي يوفرها الجهاز التجريبي "Tribo-Gral" لمحاكاة الكميات الترمو-ميكانيكية المختلفة مثل: سرعة التدفق ودرجة حرارة حجم الجسم الثالث. هذه النمذجة مزروعة داخل النظام المستخدم LMGC90 والذي يعتمد على طريقة (NSCD) التلامس الديناميكي غير الاملس.

في ضوء إثراء دراسة الاستجابة الترمو-ميكانيكية للجسم الصلب الثالث، حققنا دراسة وسائطية موسعة حول تأثير طبيعة الجسم الثالث، المؤثرات التريبولوجية المطبقة (سرعة القص والضغط الناظمي)، التماسك بين جسيمات الجسم الثالث، بالإضافة إلى زمن المحاكاة على السلوك الترمو-ميكانيكي للجسم الثالث. بهدف التحقق التجريبي من نموذجنا من خلال الجهاز التجريبي "Tribo-Gral" الذي في طور الإنشاء، حققنا أنواعًا أخرى من النماذج العددية ثنائية الأبعاد: كويت وطبل دوراني، حيث تم مقارنة النتائج المحصل عليها مع نتائج مماثلة تم التحقق منها في عمليات بحث أخرى. تحليل النتائج التي تم الحصول عليها يبين أن الاستجابة الترمو-ميكانيكية للجسم الصلب الثالث تتعلق دن بهندسة النموذج، طبيعة الحجم، قانون التفاعل، وقت المحاكاة، بالإضافة إلى المؤثرات التريبولوجية المطبقة.

الكلمات المفتاحية: علم الاحتكاك العددي، انسيابية، جسم صلب ثالث، طريقة العناصر المنفصلة، LMGC90، نقل الحرارة ، Tribo-Gral ، NSCD ، احتكاك.

SOMMAIRE

SOMMAIRE	i
LISTE DES SYMBOLES	v
LISTE DES FIGURES	viii
LISTE DES TABLEAUX	xv
INTRODUCTION GÉNÉRALE	1
I ÉTUDE BIBLIOGRAPHIQUE SUR LA "TRIBOLOGIE THERMO-MÉCANIQUE", CAS DU CONTACT SEC	3
I.1 INTRODUCTION.....	4
I.2 NOTIONS TRIBOLOGIQUES ÉLÉMENTAIRES.....	5
I.2.1 Troisième corps.....	5
I.2.2 Triplet tribologique.....	6
I.2.3 Circuit tribologique.....	6
I.2.4 Mécanismes d'accommodation de vitesse.....	7
I.3 MÉCANISMES DE GÉNÉRATION DE CHALEUR AU COURS DU FROTTEMENT.....	8
I.4 RÉPARTITION DES FLUX DE CHALEUR DANS LE CONTACT.....	9
I.5 THERMIQUE ET RHÉOLOGIE DU 3 ^e CORPS.....	11
I.6 MODÈLES GLOBAUX.....	12
I.6.1 Modèle de Ryhming.....	12
I.6.2 Modèle d'Olesiak.....	13
I.6.3 Modèle de Day.....	14
I.6.4 Synthèse.....	15
I.7 MODÈLES LOCAUX (PAR ÉLÉMENTS DISCRETS).....	15
I.8 CONCLUSION.....	18
II MODÉLISATION THERMO-MÉCANIQUE PAR LA MÉTHODE DES ÉLÉME- NTS DISCRETS (MED)	21
II.1 INTRODUCTION.....	22
II.2 PARTIE MÉCANIQUE.....	22

II.2.1	Méthode NSCD (Non Smooth Contact Dynamics)	22
II.2.2	Formalisation mécanique	23
II.2.3	Intégration du mouvement (intégration temporelle)	24
II.2.4	Résolution du problème	25
II.2.5	Lois d'interaction	26
II.2.5.1	Lois de contact unilatérale non cohésive.....	26
II.2.5.2	Lois de contact unilatérale cohésive.....	27
II.3	PARTIE THERMIQUE	28
II.3.1	Résolution thermique	28
II.3.2	Génération de la chaleur locale	29
II.3.3	Transfert thermique par conduction inter-granulaire	30
II.4	STRATÉGIE DE CALCUL THERMO-MÉCANIQUE	31
II.5	LOGICIEL	32
II.6	CONCLUSION.....	33
III	AIDE AU DIMENSIONNEMENT D'UN MODÈLE EXPÉRIMENTAL	34
III.1	MODÈLE EXPÉRIMENTAL.....	35
III.2	VÉRIFICATION DE L'ISOLATION THERMIQUE DE L'ENCEINTE DE CONFINEMENT	36
III.2.1	Formalisme de la simulation thermique	37
III.2.2	Conditions aux limites et conditions initiales	38
III.2.3	Choix du matériau du 3 ^e corps.....	39
III.2.4	Vérification de l'isolement selon le matériau et le jeu.....	39
III.2.4.1	Vérification de l'isolement dans le cas du laiton CuZn22Al2, sans jeu.....	39
III.2.4.2	Vérification de l'isolement dans le cas du laiton CuZn22Al2, avec jeu	49
III.2.4.3	Vérification de l'isolement dans le cas du laiton CuZn5, avec jeu.....	56
III.2.4.4	Vérification de l'isolement dans le cas du laiton CuZn5, sans jeu.....	62
III.2.5	Récapitulatif de vérification de l'isolement thermique.....	62
III.3	CONCLUSION	63

IV	ÉLABORATION ET VALIDATION DU MODÈLE DE RHÉOLOGIE DU TROISIÈME CORPS	65
IV.1	INTRODUCTION.....	66
IV.2	CARACTÉRISTIQUES MÉCANIQUES, THERMIQUES DE L'ENCEINTE DE CONFINEMENT.....	66
IV.3	CHOIX PRÉALABLE DES PARAMÈTRES GÉOMÉTRIQUES D'UN ÉCHANTILLON.....	67
IV.3.1	Définition de l'échantillon.....	67
IV.3.2	Mise en charge.....	68
IV.3.3	Méthodologie d'exploitation des résultats.....	68
IV.3.3.1	Déclaration des paramètres géométriques.....	68
IV.3.3.2	Déclaration des lois à utiliser.....	69
IV.3.3.3	Déclaration des caractéristiques thermo-mécaniques de particules.....	69
IV.3.3.4	Déclaration des sollicitations mécaniques.....	69
IV.3.3.5	Déclaration des conditions thermiques ambiantes.....	69
IV.3.3.6	Déclaration des conditions aux limites.....	69
IV.3.3.7	Déclaration du temps de simulation.....	70
IV.3.3.8	Déclaration des paramètres recherchés.....	70
IV.3.3.9	Exécution et traitement des résultats.....	70
IV.3.4	Cas de forces normale et tangentielle distantes.....	72
IV.3.4.1	Paramètres géométriques et dynamiques de l'échantillon.....	73
IV.3.4.2	Choix de la longueur de l'échantillon (L).....	73
IV.3.4.3	Étude paramétrique.....	77
IV.3.5	Cas de forces normale et tangentielle concourantes.....	84
IV.3.5.1	Paramètres géométriques et dynamiques de l'échantillon.....	85
IV.3.5.2	Caractéristiques numériques du modèle.....	85
IV.3.5.3	Vérification de la conservation de l'énergie cinétique du système.....	86
IV.3.5.4	Influence du matériau du 3 ^e corps sur sa rhéologie.....	86
IV.3.5.5	Influence de la vitesse de cisaillement.....	93
IV.3.5.6	Influence de la pression de contact.....	98
IV.3.5.7	Influence de la cohésion.....	101
IV.4	CONCLUSION.....	102

V VALIDATION PAR COMPARAISON AVEC RÉSULTATS SIMILAIRES VÉRIFIÉES ANTÉRIEUREMENT	104
V.1 MODÈLE DE « COUETTE »	105
V.1.1 Introduction.....	105
V.1.2 Définition de la géométrie du modèle.....	105
V.1.3 Caractéristiques numériques du modèle	106
V.1.4 Calcul des vitesses et températures.....	107
V.1.5 Influence du matériau des billes	108
V.1.5.1 Conditions de simulation	108
V.1.5.2 Détermination de température du milieu	109
V.1.5.3 Interprétation de la dispersion des billes chaudes/froides	109
V.1.5.4 Profils de vitesse.....	110
V.1.5.5 Profils de température.....	111
V.1.6 Influence des sollicitations tribologiques.....	113
V.1.6.1 Cas de particules en Cuivre.....	113
V.1.6.2 Cas de particules en l'acier	115
V.1.6.3 Formulation analytique	116
V.1.7 Synthèse du modèle de Couette.....	116
V.2 MODÈLE DU « TAMBOUR TOURNANT »	117
V.2.1 Introduction.	117
V.2.2 Paramètres du Modèle.....	118
V.2.3 Discrétisation du milieu granulaire.....	119
V.2.4 Résultats et discussion	120
V.2.4.1 Influence de la vitesse de rotation du tambour.....	120
V.2.4.2 Influence du coefficient de frottement statique.....	128
V.2.5 Synthèse du modèle de Tambour Tournant	130
V.3 CONCLUSION.....	132
CONCLUSION GÉNÉRALE ET PERSPECTIVES	133
ANNEXE : GÉNÉRALITÉS SUR LES MÉTHODES DES ÉLÉMENTS DISCRETS	138
BIBLIOGRAPHIE	146

LISTE DES SYMBOLES

TTS	Transformations Tribologiques Superficielles	
F_T	Force ou la charge tangentielle	[N]
F_N	Force ou la charge normale	[N]
1 ^{ers} corps	Premiers corps	
3 ^e corps	Troisième corps	
T_3	Température à l'intérieur de la couche du troisième corps	[K]
T_1, T_2	Températures des premiers corps	[K]
t	Temps	[s]
Q_u	Flux évacué par usure	[W]
Q_f	Flux de chaleur généré par frottement à l'interface	[W]
X_1	Flux interne qui correspond le X_4	[W]
X_u	Flux d'usure qui correspond le X_3	[W]
α	Contact	
r_N^α	Force normale au point de contact (α)	[N]
r_T^α	Force tangentielle au point de contact (α)	[N]
u_α	Vitesse relative au point de contact (α)	[m/s]
R	Forces de contact	[N]
q	Vecteur de configuration	[m]
\dot{q}	Première dérivée du vecteur de configuration	[m/s]
\ddot{q}	Vecteur d'accélération	[m/s ²]
H	Matrice de passage	
h, dt	Longueur du pas de temps et Mesure de Lebesgue	[s]
u_i	Vitesses relatives au contact	[m/s]
r_i	Forces de contact de la particule i	[N]
d_w	Zone d'influence de la force de cohésion	
E_{diss}	Énergie Dissipée pour une seule particule	[J]
β_{ij}	Coefficient de partage du produit du flux de chaleur	
λ_s^i, λ_s^j	Conductivités thermiques des particules i et j	[W.m ⁻¹ .K ⁻¹]
k_{th}	Conductivité thermique effective	[W.m ⁻¹ .K ⁻¹]
a	Rayon de contact	[m]
L	Longueur du contact	[m]

ν	Coefficient de poisson	
B_i	Nombre de Biot	
H_c^{ij}	Conductance thermique de contact pour une interaction discrète	[W.K ⁻¹]
C	Couple de rotation	[N.m]
k_s	Conductivité thermique de la phase solide	[W.m ⁻¹ .K ⁻¹]
A	Aire de contact	[m ²]
φ_{cond}	Flux de chaleur transféré par conduction	[W]
φ_{conv}	Flux de chaleur transféré par convection	[W]
ρ	Masse volumique du matériau	[kg.m ⁻³]
C_p	Chaleur spécifique massique du matériau ou capacité thermique	[J.kg ⁻¹ .K ⁻¹]
S_f	Aire de la section de passage du flux de chaleur	[m ²]
h_v	Coefficient de transfert chaleur par convection	[W/m ² /K]
S_c	Aire de la surface de contact solide/fluide	[m ²]
T_s	Température de surface solide	[K]
T_∞	Température de fluide loin de la surface du solide	[K]
R_{moy}	Rayon moyen des billes ou des particules	[m]
L	Longueur de l'échantillon	[m]
h	Épaisseur du troisième corps	[m]
l	Largeur de l'échantillon	[m]
h_y	Epaisseur de la tranche	[m]
$V_{moy_{tranche(i)}}$	Vitesses moyennes de chaque tranche (i)	[m/s]
$T_{moy_{tranche(i)}}$	Températures moyennes de chaque tranche (i)	[K]
V	Vitesse de cisaillement	[m/s]
P	Pression	[Pa]
μ_s	Coefficient de frottement statique	
μ_g	Coefficient de frottement global	
V_{inf}	Vitesse de déplacement de la paroi inférieure	[m/s]
V_{sup}	Vitesse de déplacement de la paroi supérieure	[m/s]
P_{TC}	Puissance du troisième corps	[W]
P_{inf}	Puissance de la paroi inférieure	[W]
P_{sup}	Puissance de la paroi supérieure	[W]
F_{inf}	Forces inférieure	[N]
F_{sup}	Forces supérieure	[N]

E_{Totale}	Energie cinétique totale	[J]
P_1	Pression sur la périphérie du cylindre extérieur	[MPa]
ω	Vitesse de rotation du cylindre intérieur	[rd/s]
λ	Conductivité thermique	[W.m ⁻¹ .K ⁻¹]
E	Module d'Young	[N/m ²]
$\mu_{p/p}$	Coefficient de frottement entre particule/particule	
$\mu_{p/c}$	Coefficient de frottement entre particule/cylindre	
T_{max}	Température maximale	[K]
T_0	Température initiale	[K]
Q_k	Flux de chaleur généré par frottement pour chaque tranche « k »	[W]
$\mu_{t/p}$	Coefficient de frottement (tambour/particule)	
Ω	Vitesse de rotation du tambour	[tr/min]
V_x	Vitesse des particules de la zone roulante	[m/s]

LISTE DES FIGURES

I.1	Phénomène de génération de la chaleur dans quelques applications mécaniques	4
I.2	Plaque de troisième corps formée lors du frottement entre une garniture de frein et disque d'un frein [DES 09]	5
I.3	Triplet tribologique.....	6
I.4	Circuit tribologique (mécanique) d'après Berthier [BER 88]	6
I.5	Mécanismes d'accommodation de vitesse [BER 01]	7
I.6	Modes de génération de chaleur au cours du frottement	9
I.7	Répartition du flux thermique dans un contact.....	10
I.8	Circuit tribologique énergétique transposé par D. Richard [RIC 08]	11
I.9	Schéma du contact du modèle de Ryhming [RHY 79]	12
I.10	Décomposition du contact frottant par Day et al.....	15
I.11	Modèle numérique par éléments discrets d'un contact avec troisième corps d'après D. Richard [RIC 08]	16
I.12	Représentation des phénomènes de rouleau thermique suite à la recirculation locale du 3 ^e corps par le modèle de J. Rivière [RIV 15]	17
I.13	Synoptique de notre étude.....	20
II.1	Contact entre deux corps rigides	23
II.2	Présentation de la loi de <i>Signorini</i> non cohésive.....	27
II.3	Présentation de la loi de <i>Signorini</i> cohésive.....	28
II.4	Méthodologie de calcul thermo-mécanique liée aux méthodes par éléments discrets (MED)	32
III.1	Schéma du modèle expérimental selon le dispositif *Tribo-Gral*	36
III.2	Procédure de calcul de la température et du flux de chaleur dans l'enceinte de confinement	37
III.3	Conditions aux limites et initiales de l'enceinte de confinement	38
III.4	Distribution de la température dans l'enceinte de confinement (cas du Laiton CuZn- 22Al2, sans jeux)	40
III.5	Distribution de la température dans le patin supérieur mobile (cas du Laiton CuZn- 22Al2, sans jeux)	41

III.6	Évolution de la température dans le patin supérieur mobile le long de sa hauteur (suivant z), (cas du Laiton CuZn22Al2, sans jeux)	41
III.7	Distribution de la température dans le 3 ^e corps (cas du Laiton CuZn22Al2, sans jeux)	42
III.8	Évolution de la température dans le 3 ^e corps le long de sa hauteur (suivant z), (cas du Laiton CuZn22Al2, sans jeux)	42
III.9	Distribution de la température dans les rondelles en verre, (a) : Rondelle intérieure (côté gauche) et (b) : Rondelle extérieure (côté droit), (cas du Laiton CuZn - 22Al2, sans jeux)	43
III.10	Évolution de la température dans les rondelles en verre le long de sa largeur (suivant x), (cas du Laiton CuZn22Al2, sans jeux)	44
III.11	Diffusion du flux de chaleur dans les différents éléments de l'enceinte de confinement : (a) et (b) (cas du Laiton CuZn22Al2, sans jeux)	44
III.12	Diffusion du flux de chaleur dans le patin supérieur mobile (cas du Laiton CuZn- 22Al2, sans jeux)	45
III.13	Évolution du flux de chaleur dans le patin supérieur mobile le long de la hauteur AB (suivant z) (cas du Laiton CuZn22Al2, sans jeux)	46
III.14	Diffusion du flux de chaleur dans le 3 ^e corps (cas du Laiton CuZn22Al2, sans jeux)	47
III.15	Évolution du flux de chaleur dans le 3 ^e corps le long de sa hauteur (suivant z) (cas du Laiton CuZn22Al2, sans jeux)	47
III.16	Distribution du flux de chaleur dans les rondelles en verre, (a) : Rondelle intérieure (côté gauche) et (b) : Rondelle extérieure (côté droit) (cas du Laiton CuZn22- Al2, sans jeux)	48
III.17	Évolution du flux de chaleur dans les rondelles en verre le long de sa largeur (suivant x) (cas du Laiton CuZn22Al2, sans jeux)	49
III.18	Distribution de la température dans les différents éléments de l'enceinte de confinement (cas du Laiton CuZn22Al2, avec jeux)	49
III.19	Distribution de la température dans le patin supérieur mobile (cas du Laiton CuZn- 22Al2, avec jeux)	50
III.20	Évolution de la température dans le patin supérieur mobile le long de sa hauteur (suivant z), (cas du Laiton CuZn22Al2, avec jeux)	51
III.21	Distribution de température dans le 3 ^e corps (cas du Laiton CuZn22Al2, avec jeux)	52

III.22	Évolution de la température dans le 3 ^e corps le long de sa hauteur (suivant z) (cas du Laiton CuZn22Al2, avec jeux)	52
III.23	Distribution de la température dans les rondelles en verre, (a) : Rondelle intérieure (côté gauche) et (b) : Rondelle extérieure (côté droit) (cas du Laiton CuZn-22Al2, avec jeux)	53
III.24	Évolution de la température dans les rondelles en verre le long de sa largeur (suivant x), (cas du Laiton CuZn22Al2, avec jeux)	54
III.25	Distribution de la température dans les jeux d'air, (a) Jeu d'air côté gauche: et (b) : Jeu d'air côté droit, (cas du Laiton CuZn22Al2, avec jeux	55
III.26	Évolution de la température dans les jeux le long de sa largeur (suivant x), (cas du Laiton CuZn22Al2, avec jeux)	55
III.27	Distribution de température, cas du Laiton CuZn5 avec jeu	56
III.28	Distribution de la température dans le patin supérieur mobile (cas du Laiton CuZn5 avec jeu)	57
III.29	Évolution de la température dans le patin supérieur mobile le long de sa hauteur (suivant z), cas du Laiton CuZn5 avec jeu	57
III.30	Distribution de température dans le 3 ^e corps (cas du Laiton CuZn5 avec jeu)	58
III.31	Évolution de la température dans le 3 ^e corps le long de sa hauteur (suivant z), (cas du Laiton CuZn5 avec jeu)	59
III.32	Distribution de la température dans les rondelles en verre, (a) : Rondelle intérieure (côté gauche) et (b) : Rondelle extérieure (côté droit), (cas du Laiton Cu-Zn5 avec jeu)	60
III.33	Évolution de la température dans les rondelles en verre le long de sa largeur (suivant x), (cas du Laiton CuZn5 avec jeu)	60
III.34	Distribution de la température dans les jeux d'air, (a) Jeu d'air côté gauche: et (b) : Jeu d'air côté droit, (cas du Laiton CuZn5 avec jeu)	61
III.35	Évolution de la température dans les jeux le long de sa largeur (suivant x), (cas du Laiton CuZn5 avec jeu)	62
IV.1	Coupe A-A d'un échantillon	67
IV.2	Mise en charge: Échantillon bidimensionnel (2D) avant et après la mise en cha- rge	68
IV.3	Schématisation de la périodicité géométrique	70
IV.4	Phase transitoire et stationnaire du système en fonction du temps	71

IV.5	Discrétisation de l'échantillon en tranches suivant la hauteur.....	71
IV.6	Cas de forces normale et tangentielle distantes pour une géométrie du modèle en 2D.....	73
IV.7	(a) Évolution de l'épaisseur (h) du 3 ^e corps (b) Évolution de l'énergie cinétique du système.....	74
IV.8	Évolution du coefficient de frottement global pour les trois échantillons.....	75
IV.9	Profil de vitesse au travers de l'épaisseur du 3 ^e corps selon la direction de cisaillement pour les trois échantillons.....	76
IV.10	Profils de température dans le milieu du 3 ^e corps pour les différents échantillons.....	77
IV.11	Représentation géométrique du modèle numérique.....	78
IV.12	Évolution du coefficient de frottement.....	79
IV.13	Profil de vitesse au travers de l'épaisseur du 3 ^e corps selon la direction de cisaillem- ent pour les trois matériaux.....	80
IV.14	Profils de température du 3 ^e corps pour les différents matériaux.....	80
IV.15	Évolution du coefficient de frottement le long du temps de simulation pour les deux cas sans et avec frottement des parois.....	81
IV.16	Déplacement de la paroi supérieure sans et avec frottement.....	81
IV.17	Profil de vitesse au travers de l'épaisseur du 3 ^e corps selon la direction de cisaillem- ent pour le cas sans et avec frottement.....	82
IV.18	Évolution du profil de température au niveau de l'épaisseur du 3 ^e corps pour le cas sans et avec frottement.....	82
IV.19	Évolution de l'énergie cinétique (a) et la puissance totale des éléments du système au cours de la simulation(b).....	83
IV.20	Évolution des puissances des éléments du système au cours de la simulation avec (a) et sans (b) frottement des parois.....	84
IV.21	Cas de forces normale et tangentielle concourantes Pour une géométrie du modèle en 2D.....	85
IV.22	Energie cinétique totale du système.....	86
IV.23	Épaisseur du volume du 3 ^e corps pour les différents matériaux en fonction du temps.....	87
IV.24	Représentation de l'évolution de la violation pour les trois matériaux en fonction du temps.....	87
IV.25	Évolution du coefficient de frottement durant le temps de simulation pour les trois types de matériau.....	88

IV.26	Evolution du profil de vitesse avec le temps de simulation pour les trois matériaux : (a) : Verre, (b): Aluminium, (c): Acier.....	90
IV.27	Profils de vitesse des trois matériaux au travers de l'épaisseur du 3 ^e corps selon la direction de cisaillement pour le temps de simulation 100s	90
IV.28	Evolution du profil de température avec le temps de simulation pour les trois matéri- aux : (a) : Verre, (b): Aluminium, (c): Acier	92
IV.29	Profils de température des trois matériaux au travers de l'épaisseur du 3 ^e corps selon la direction de cisaillement pour le temps de simulation 100s	92
IV.30	Evolution du nombre de Biot avec le temps de cisaillement pour les trois maté- riaux	93
IV.31	Déplacement de la paroi supérieure pour les différentes vitesses de cisaillement.....	94
IV.32	Violation évolution pour les différentes vitesses de cisaillement	94
IV.33	Evolution du coefficient de frottement global pour les différentes vitesses de cisail- lement	95
IV.34	Profils de vitesse au travers de l'épaisseur du 3 ^e corps pour les différentes vitesses de cisaillement dans les deux temps de simulation :(a): 20s et (b):100s.....	96
IV.35	Profils de température au travers de l'épaisseur du 3 ^e corps pour les différentes vite- sses de cisaillement dans les deux temps de simulation : (a): 20s et (b):100s.....	97
IV.36	Evolution de la température maximale avec la vitesse de cisaillement pour le temps de simulation 100s	97
IV.37	Autres profils de température au travers de l'épaisseur du 3 ^e corps pour des vitesses de cisaillement plus grandes avec le temps de simulation de 20s	98
IV.38	Evolution de la température maximale avec la vitesse de cisaillement pour le temps de simulation 20s	98
IV.39	Evolution de profil de vitesse avec la pression de contact pour les deux temps de simulation : (a) :20s et (b) :100s.....	99
IV.40	Evolution de profil de température au travers de l'épaisseur du 3 ^e corps avec la pression de contact pour les deux temps de simulation : (a) :20s et (b) :100s.....	100
IV.41	Evolution de la température maximale avec la pression de contact pour le temps de simulation 20s	101
IV.42	Evolution de profil de vitesse au travers de l'épaisseur du 3 ^e corps avec la cohésion pour le temps de simulation 100s	102
IV.43	Evolution de profil de température au travers de l'épaisseur du 3 ^e corps avec la cohé- sion pour le temps de simulation 100s	102

V.1 Géométrie du modèle de type «Couette»	106
V.2 Schématisation de la phase mise en charge (a) et du modèle simulé (b)	106
V.3 Discrétisation en tranche: (a) de la géométrie et (b) d'un quart de la géométrie	108
V. 4 Visualisation en fin de simulation (après 10 secondes) pour $P_1=10^{+4}$ Pa et $\omega=5$ tr/min dans le cas : (a) : Cuivre (b) : Aluminium [TEY 18]	109
V.5 Interprétation de la dispersion des billes (chaudes/froides) dans la zone de cisaillement.....	110
V.6 Profils de la vitesse radiale pour les trois matériaux (Aluminium, Acier, Cuivre) [TEY 18]	111
V.7 Profils de température T(R) pour les différents matériaux [TEY 18]	113
V.8 Visualisation du modèle simulé après 10 secondes dans le cas du Cuivre pour : (a) : $V=5$ tr/min, $P_1=10^{+2}$ Pa, (b) : $V=5$ tr/min, $P_1=10^{+4}$ Pa.....	114
V.9 Profils de température T(R) des particules en cuivre pour les deux valeurs de la pression périphérique P_1 : 10^{+2} Pa et 10^{+4} Pa [TEY 18].....	114
V.10 Profils de température T(R) du milieu en acier (a) : pour les deux valeurs de la pression P_1 : 10^{+2} Pa et 10^{+4} Pa, et (b) : zoom pour la valeur de la pression P_1 : 10^{+2} Pa	115
V.11 Visualisation numérique du tambour tournant.....	118
V.12 Discrétisation du milieu granulaire en tranches [TEY 19]	120
V.13 Grandeurs mécaniques des zones d'écoulement des particules (Cliché de simulation numérique)	122
V.14 Visualisation du champ de vitesse des particules pour les vitesses de rotation: 4 (a), 6 (b), 10 (c) 16 (d) tr/min [TEY 19].....	122
V.15 Évolution de l'angle θ et de l'épaisseur maximale H en fonction de la vitesse de rotation du tambour V [TEY 19].....	123
V.16 Profils de vitesses dans la tranche centrale du tambour pour les différentes vitesses de rotation du tambour $V_x=f(Y)$	124
V.17 Profils de vitesses adimensionnés pour les différentes vitesses de rotation du tambour [TEY 19]	125
V.18 Représentation de la zone chaude du milieu (Cliché de simulation numérique)	125
V.19 Visualisation du champ de température des particules pour les vitesses de rotation: 4(a), 6 (b), 10(c) 16 (d) tr/min [TEY 19]	126
V.20 Profils de températures dans la tranche centrale du tambour pour les différentes vitesses de rotation du tambour [TEY 19]	126

V.21	Profils de vitesse en fonction de la température pour les différentes vitesses de rotation du tambour	127
V.22	Position de la particule la plus chaude en fonction de la vitesse de rotation. L'opacité du point est liée à son temps de mesure: plus le point est sombre, plus sa position dans le temps de simulation est grande [TEY 19].	127
V.23	Profils de vitesses dans la tranche centrale du tambour pour les différents coefficients de frottement [TEY 19]	128
V.24	Profils de températures dans la tranche centrale du tambour pour les différents coefficients de frottement [TEY 19]	129
V.25	Profils de vitesse en fonction de la température pour les coefficients de frottement ..	129
V.26	Position de la particule la plus chaude en fonction du coefficient de frottement	130
V.27	Transferts thermiques dans le tambour tournant [TEY 19]	131

LISTE DES TABLEAUX

III.1	Caractéristiques thermiques des matériaux du modèle	39
III.2	Valeurs de températures dans les trois cas étudiés pour les point A et B de chaque élément de l'enceinte de confinement	62
IV.1	Caractéristiques mécaniques et thermiques de l'enceinte de confinement.....	66
IV.2	Récapitulatif des caractéristiques numériques des échantillons choisis	74
IV.3	Caractéristiques mécaniques et thermiques des billes du 3 ^e corps.....	79
IV.4	Caractéristiques numériques du modèle	86
V.1	Récapitulatif des caractéristiques numériques du modèle.....	107
V.2	Caractéristiques thermo-mécaniques des billes du milieu granulaire	108
V.3	Paramètres numériques du modèle	119
V.4	Valeurs de l'angle θ et de l'épaisseur roulante H	123

INTRODUCTION GÉNÉRALE

La tribologie: science du frottement, de l'usure et de la lubrification, est aujourd'hui plus que jamais une discipline pluridisciplinaire et omniprésente en industrie. Le frottement bien que parfois utile, provoque la perte d'énergie et l'usure des pièces en contact. C'est un processus complexe, étroitement lié aux facteurs mécaniques, thermiques et physico-chimiques. Il intervient lorsque deux surfaces en contact sont mises en mouvement relatif. Il influe sur le comportement des surfaces frottantes, dont l'une des réponses est le détachement de particules, appelé troisième corps solide.

Les conditions mécaniques et thermiques, tels que : pressions appliquées, vitesses de déplacement et température ambiante régulent la circulation (rhéologie) de ces particules de troisième corps solide dans le contact pendant le frottement. Cette rhéologie, elle-même provoque dans une deuxième phase, l'activation de différents phénomènes physiques et thermiques locaux à l'interface du contact.

Dans ce contexte, l'étude tribologique des phénomènes locaux, présents dans de nombreux mécanismes, tel que: machines industrielles, de transports, et de la production d'énergie etc. ou bien même pour les systèmes vivants tel que les prothèses d'articulations humaines, est d'un intérêt primordial pour la résolution des problèmes rencontrés.

A l'échelle micro, l'étude des interfaces, a permis l'émergence des concepts du troisième corps [GOD 84] et du triplet tribologique [BER 88], qui établissent une nouvelle définition de l'usure au sens du détachement et du débit des particules. De ce fait, la modélisation par éléments discrets est un moyen appréciable qui permet de comprendre plus finement les phénomènes thermo-mécaniques activés à l'échelle microscopique (granulaire), et d'approcher la nature discrète de l'interface du contact (troisième corps) et son évolution au cours du temps (rhéologie).

De récents travaux ont déjà modélisé le caractère discontinu de l'interface dans le but d'analyser les réponses mécaniques [IOR 99, FIL 04a, CAO 11, ...] et thermique [RIC 08 et RIV 15] des particules du troisième corps solide.

Notre sujet de recherche s'inscrit dans cet axe et se focalise sur la modélisation du comportement thermo-mécanique des particules du troisième corps solide par la méthode des éléments discrets (MED).

Notre objectif est en premier, d'étudier les phénomènes thermo-mécaniques locaux, tel que: l'influence de la géométrie, de la pression, la vitesse, ainsi que la génération et le transfert de la chaleur (ou dissipation d'énergie) entre les particules du troisième corps et des premiers corps, pour proposer ensuite: un modèle numérique qui régit le comportement thermo-mécanique de ces particules du troisième corps solide.

Notre manuscrit se compose de cinq chapitres :

Le premier chapitre est consacré à une étude bibliographique sur la tribologie thermo-mécanique pour le cas d'un contact sec. Elle inclut des recherches antérieures sur la modélisation thermo-mécanique du contact avec troisième corps solide, aux différentes échelles macroscopique et microscopique. Afin définir et analyser les problèmes thermo-mécaniques.

Le deuxième chapitre présente une appréciation globale sur l'outil numérique utilisé dans notre travail, dans lequel la modélisation thermo-mécanique par la méthode des éléments discrets (MED).

Le troisième chapitre est dédié à l'aide au dimensionnement du modèle expérimental "Tribo-Gral" par une vérification de son isolement thermique. Cette vérification est réalisée à l'aide du logiciel * COMSOL Multiphysics *, dans le but de choisir les meilleurs conditions de simulation pour notre modèle numérique.

Le quatrième chapitre expose la validation du modèle de rhéologie du troisième corps adaptée aux possibilités offertes par le dispositif expérimental *Tribo-Gral*. Ce modèle est développé par la méthode des éléments discrets (MED).

Le cinquième chapitre présente la validation de notre modèle numérique par comparaison avec des résultats similaires vérifiés dans d'autres recherches. C'est une alternative à la validation expérimentale prévu par le simulateur qui, malheureusement, n'est pas encore opérationnel au niveau du laboratoire LaMCoS.

CHAPITRE I :

ÉTUDE BIBLIOGRAPHIQUE SUR LA "TRIBOLOGIE THERMO-MÉCANIQUE", CAS DU CONTACT SEC

Cette étude bibliographique présente les principales notions fondamentales utilisées dans la tribologie thermo-mécanique pour le cas du contact sec, suivies par les modèles numériques des recherches empiriques qui représente la modélisation du contact avec le troisième corps solide pour définir et analyse les problèmes thermo-mécaniques.

Sommaire

I.1 INTRODUCTION.....	4
I.2 NOTIONS TRIBOLOGIQUES ÉLÉMENTAIRES.....	5
I.2.1 Troisième corps.....	5
I.2.2 Triplet tribologique.....	6
I.2.3 Circuit tribologique.....	6
I.2.4 Mécanismes d'accommodation de vitesse.....	7
I.3 MÉCANISMES DE GÉNÉRATION DE CHALEUR AU COURS DU FROTTEMENT.....	8
I.4 RÉPARTITION DES FLUX DE CHALEUR DANS LE CONTACT.....	9
I.5 THERMIQUE ET RHÉOLOGIE DU 3^e CORPS.....	11
I.6 MODÈLES GLOBAUX.....	12
I.6.1 Modèle de Ryhming.....	12
I.6.2 Modèle d'Olesiak.....	13
I.6.3 Modèle de Day.....	14
I.6.4 Synthèse.....	15
I.7 MODÈLES LOCAUX (PAR ÉLÉMENTS DISCRETS)	15
I.8 CONCLUSION.....	18

I.1 INTRODUCTION

L'investigation dans l'origine des problèmes thermo-mécaniques des pièces en contact, dans les différents systèmes mécaniques, (tel que : freinage, embrayage, engrenage, roulements, paliers, usinage, laminage, forgeage, etc. cf. Figure I.1), a été entreprise il y a seulement quelques années. De nombreuses études de recherche récentes ont été orientées vers la résolution tribologique de ces problèmes qui en est la plus proche et la mieux adaptée. Leurs objectifs sont la compréhension et la formulation des phénomènes physiques qui contrôlent la génération par frottement de chaleur et la dissipation d'énergie aux niveaux surfacique [BAR 94] et volumique [CHA 95]. Il est bien connue que la grande partie de cette dissipation se transforme en chaleur, le reste peut se traduire par différents modes tels que:

- énergie de surface,
- vibrations et bruits,
- transformations structurales (tel que les TTS),
- réactions chimiques,
- détachement de particules, etc. [UET 78].

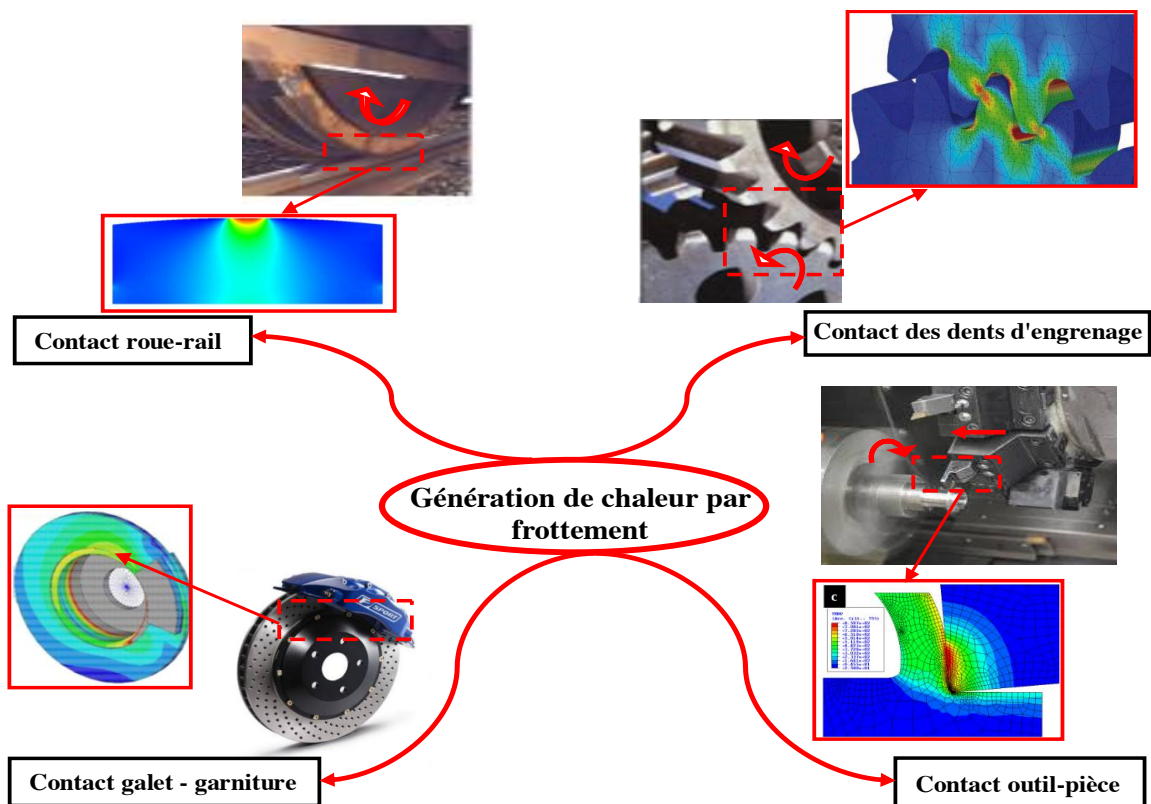


Figure I.1 : Phénomène de génération de la chaleur dans quelques applications mécaniques

I.2 NOTIONS TRIBOLOGIQUES ÉLÉMENTAIRES

La tribologie a connu un développement important ces dernières décennies, avec l'introduction de nouvelles notions et terminologies, suites à des travaux de recherches effectués essentiellement au laboratoire des Mécaniques des Contacts à l'INSA de Lyon depuis les années 70, parmi lesquelles : troisième corps,...que nous allons présenter en ce qui suit.

I.2.1 Troisième corps

Le déplacement relatif de deux premiers corps pressés l'un contre l'autre ne peut s'effectuer que par la présence d'un autre corps dans lequel la différence de vitesse est accommodée. A défaut, ce sont les premiers qui accommodent cette différence de vitesse par leur déformation ou rupture. Ce raisonnement a été amorcé par J. Caubet en 1966 [CAU 66], et que M. Godet concrétisa par la notion de troisième corps en 1970 [GOD 70], ce qui a fourni le concept de base d'un nouvel axe de recherche en Tribologie.

Il existe trois origines possibles du troisième corps :

- naturel tel que la poussière, les oxydes...
- artificiel est, quant à lui, déjà présent dans le contact de manière volontaire sous forme d'un lubrifiant fluide ou solide qui peut être des particules injectées dans le contact ou d'une fine couche de matériaux (revêtement) qui va permettre une meilleure accommodation des vitesses ;
- formé "in-situ" (*cf.* Figure I.2) suite à la dégradation des premiers corps en présence (détachement de particules). Il ne possède pas forcément les mêmes propriétés (mécaniques, chimiques, thermiques ...) que celles des premiers corps d'origine.

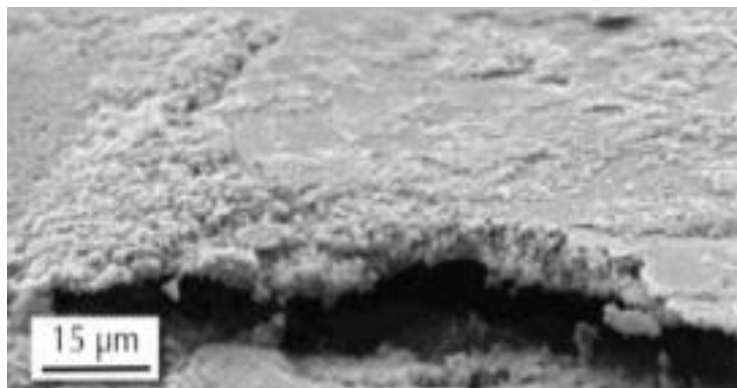


Figure I.2 : Plaque de troisième corps formée lors du frottement entre une garniture de frein et disque d'un frein [DES 09]

I.2.2 Triplet tribologique

À partir du concept de ce troisième corps [GOD 84, BER 89, BER 90], Berthier a structuré la notion triplet tribologique [BER 92], où l'étude d'un contact doit prendre en considération tous les éléments qui le constituent, à savoir (cf. Figure I.3):

1. Le **mécanisme** qui gouverne les conditions de fonctionnement des contacts en leur transmettant des charges statiques ou dynamiques et en leur imposant une cinématique et un environnement. L'étude du mécanisme relève de la mécanique;
2. Les **premiers corps**, qui encaissent les sollicitations transmises par le mécanisme et y répondent par des transformations aussi bien en volume qu'en surface. L'étude des premiers corps doit tenir de la mécanique du troisième corps;
3. Le **troisième corps**, dont les trois fonctions principales sont :
 - la séparation des deux premiers corps,
 - la réduction du frottement et par la même l'usure,
 - l'accommodation de la différence de vitesses entre les premiers corps.

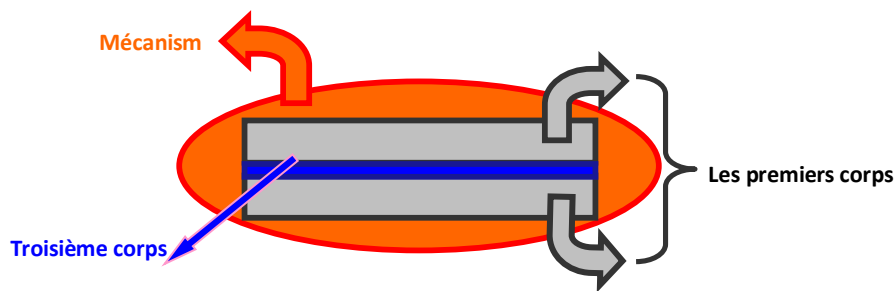


Figure I.3 : Triplet tribologique

Les éléments de ce contact sont représentés aux différentes échelles, de quelques micromètres jusqu'à quelques mètres.

I.2.3 Circuit tribologique

La circulation de la matière (troisième corps) à l'intérieur ou l'extérieur du contact est représentée par « le circuit tribologique » [BER 88] (cf. Figure I.4).

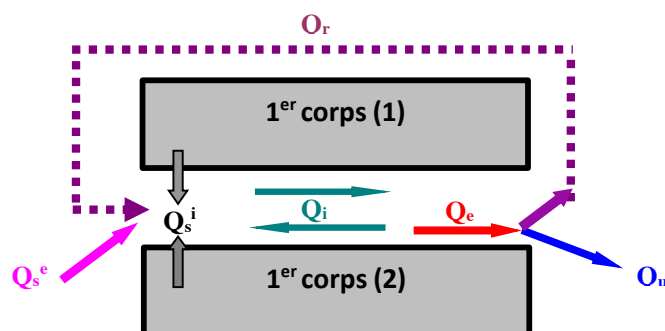


Figure I.4 : Circuit tribologique (mécanique) d'après Berthier [BER 88]

Les différents débits du circuit tribologique sont les suivants :

- le débit source interne Q_s^i est l'alimentation interne en troisième corps naturel (détachement de particules) ;
- le débit source externe Q_s^e est obtenu par alimentation externe en troisième corps artificiel (lubrifiant, poussière, oxyde...) ;
- le débit interne Q_i est la circulation du troisième corps dans le contact ;
- le débit externe Q_e est l'éjection du troisième corps du contact. Composé du Q_r et Q_u . Le débit de recirculation Q_r qui correspond au débit des particules qui sortent et qui seront réintroduites dans le contact et du débit d'usure Q_u correspond au débit de particules qui quittent définitivement le contact.

Le cas idéal serait d'avoir un $Q_u = Q_s^i = 0$ (usure est nulle) et $Q_r, Q_i = Cts$ (lubrification constante).

I.2.4 Mécanismes d'accommodation de vitesse

Les mécanismes d'accommodations de vitesse [BER 88] sont définis par des sites S_i et des modes M_j « $S_i M_j$ » qui indiquent respectivement le lieu d'accommodation de vitesse et la manière dont celle-ci s'effectue. Une représentation schématique est présentée par Berthier [BER 01] (cf. Figure I.5).

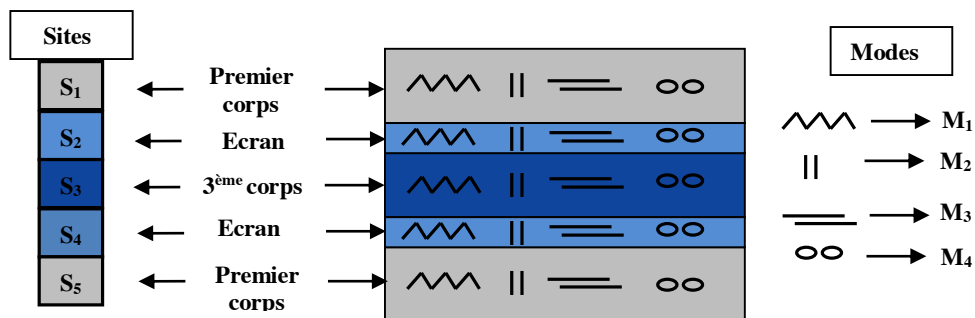


Figure I.5 : Mécanismes d'accommodation de vitesse [BER 01]

Les sites sont les suivants :

- les sites S_1 et S_5 ou peaux des premiers corps ;
- les sites S_2 et S_4 ou écrans. Ce sont les parties du troisième corps situées à la surface des premiers corps. Typiquement ce sont des couches de pollution dont l'épaisseur caractéristique est de l'ordre de quelques nanomètres. Elles sont appelées écrans car elles empêchent l'adhérence en écrantant les forces de surfaces ;

- le site S_3 ou partie massive du troisième corps. L'épaisseur caractéristique est de l'ordre de quelques micromètres.

Dans le même élément de contact, quatre modes d'accommodation, notés M_j , ou moyens possibles d'accommodation de vitesse ont été identifiés :

- mode élastique M_1 , ou la déformation élastique des solides contribue à l'accommodation de vitesse ;
- mode de rupture M_2 , ou des ruptures normales à la surface de contact délimitent des colonnes dont la raideur est inférieure à celle du massif initial. Chacune des colonnes contribue alors à accommoder le déplacement ;
- mode de cisaillement M_3 , la déformation plastique et le cisaillement dû à la viscosité rentrent sous cette rubrique ;
- mode de roulement M_4 , lié à la formation de rouleaux ou de billes au cours du frottement.

La combinaison d'un site i avec un mode j donne le mode d'accommodation de vitesse S_iM_j .

I. 3 MÉCANISMES DE GÉNÉRATION DE CHALEUR AU COURS DU FROTTEMENT

Au cours du processus de frottement, la chaleur est générée selon des mécanismes qui dépendent de la présence ou non du troisième corps. Dans le cas d'absence de ce dernier, il y a une génération "*surfactive*" de chaleur, sinon il y a une génération dite "*volumique*", (*cf.* Figure I.6.).

- Génération surfactive* : due au contact direct entre premiers corps, dans ce cas il y a activation du phénomène d'adhérence des premières couches des deux surfaces de contact. Avec le déplacement continu, il y aura soit glissement des aspérités, par à-coup (Stick-Slip), ou alors détachement de particules des zones collées. Étant donné la fine couche de surface considérée, la source de chaleur est alors bidimensionnelle et le flux est dit "*surfactive*" [MAJ 03].
- Génération volumique* : dans le cas de présence d'un 3^e corps, dont l'épaisseur est de quelques micro-mètres. Les déformations élasto-plastiques dans la couche du 3^{ème} corps, génère de l'énergie qui est dissipée dans le volume interstitiel qui est tridimensionnel. D'après la littérature, cette génération de ce flux de chaleur est liée au phénomène du cisaillement du troisième corps [BAR 94].

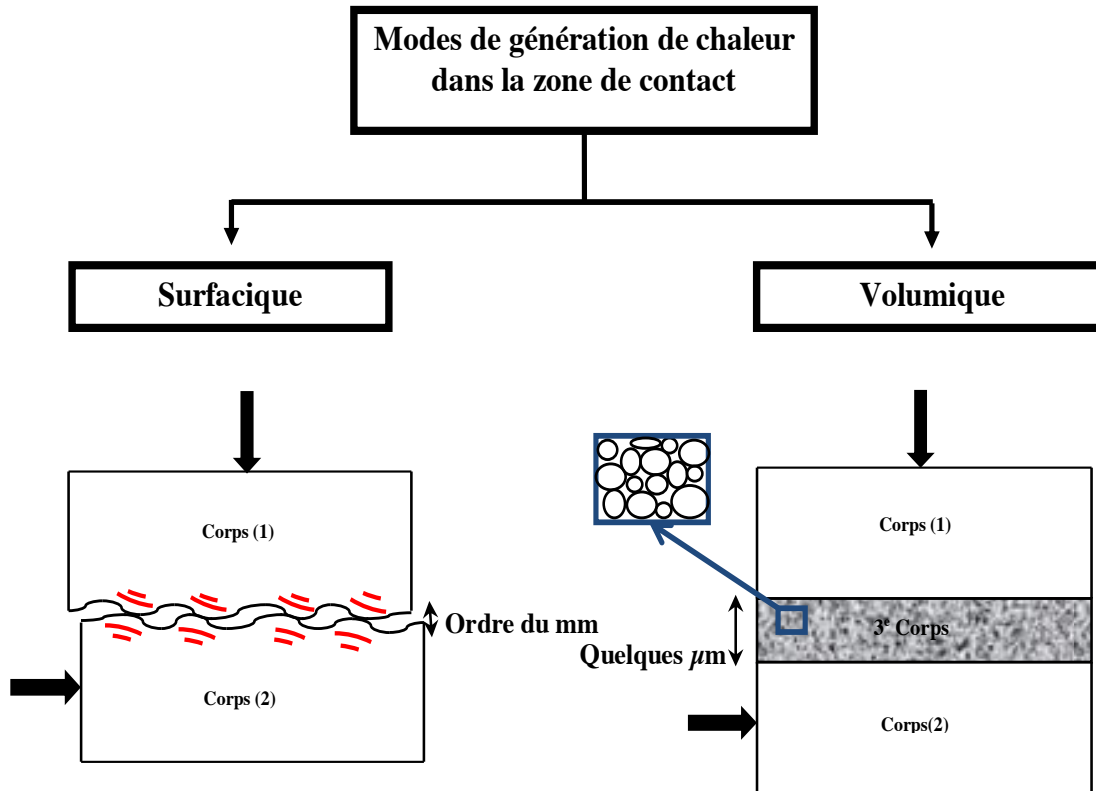


Figure I.6: Modes de génération de chaleur au cours du frottement

Dans le premier cas, nous faisons alors référence au modèle dit de contact sec, largement étudié dans la littérature [BLO 63, BAR 67, BUC 81].

Nous nous intéresserons ici qu'au deuxième cas, celui dit volumique.

I.4 RÉPARTITION DES FLUX DE CHALEUR DANS LE CONTACT

La zone de contact réelle représente une source de chaleur due au frottement des deux premiers corps. Une fois cette chaleur est générée, la question se pose de savoir comment elle sera répartie dans l'interface et dans les deux corps. Du fait qu'il y a contact entre les deux matériaux et leur interface, il est connu que cette chaleur est transmise par conduction (par unité de surface) et qui est exprimée par la relation :

$$q_{\mu} = \mu \cdot P_N \cdot V_g \quad (I.1)$$

avec q_{μ} le Flux de chaleur par unité de surface généré à l'interface du contact, μ le coefficient de frottement du contact, P_N la pression de contact et V_g la vitesse de glissement.

Il faut noter ici, que seul le cœur de la zone de contact est considéré. La partie de chaleur transmise par convection sur les frontières du contact n'est pas prise en compte.

La répartition du flux de chaleur q_μ (cf. Figure I.7) entre les deux corps, n'est pas forcément symétrique, mais dépend du coefficient de partage X qui représente la portion de q_μ transmise vers l'un ou l'autre corps, tel que $X_1 + X_2 = 1$ (modèle de Block-Jaeger [JAE 42]).

$$q_\mu = q_1 + q_2 = X_1 \cdot \mu \cdot P_N \cdot V_g + X_2 \cdot \mu \cdot P_N \cdot V_g = (X_1 + X_2) \cdot (\mu \cdot P_N \cdot V_g) \quad (I.2)$$

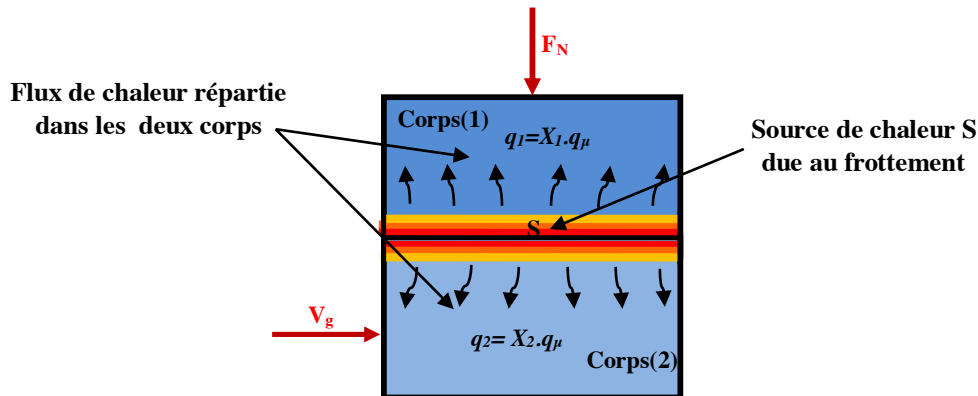


Figure I.7: Répartition du flux thermique dans un contact

Dans le cas, où la prise en considération d'un 3^e corps dans le contact, la répartition du flux de chaleur ne se divise pas seulement dans les deux premiers corps, mais elle se partage aussi dans le volume du 3^e corps. Dans ce contexte, des recherches récentes montrent que cet ajout est nécessaire pour pouvoir produire autres coefficients de partages supplémentaires. Ces coefficients sont baptisés successivement dans le cas d'usure par le modèle d'Olesiak (cf. Section I.6.1) et la reformulation de D. Richard [RIC 08] par X_3 et X_4 .

Où :

$X_3 \cdot q_\mu$: le flux d'usure, qui définit la part du flux qui quitte de manière irréversible le contact.

$X_4 \cdot q_\mu$: le flux interne, qui définit la part du flux qui circule au sein du troisième corps.

Avec l'apparition de ce dernier coefficient, le principe de circuit tribologique mécanique présenté par Berthier [BER 88], a été dressé vers un circuit tribologique énergétique accompli par D. Richard qui présente la circulation des flux de chaleur dans le contact (cf. Figure I.8).

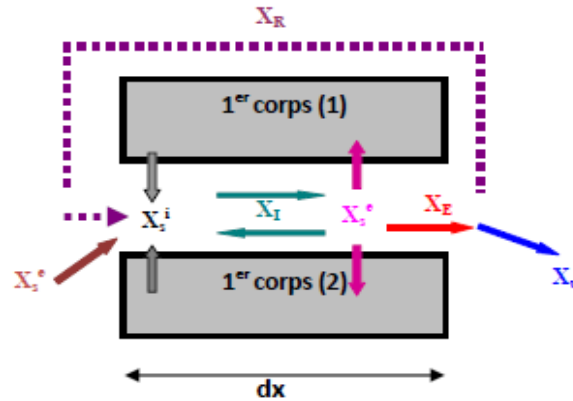


Figure I.8: Circuit tribologique énergétique transposé par D. Richard [RIC 08].

Ces flux de chaleur sont les suivants :

- le flux source interne \mathbf{X}_s^i , qui peut avoir lieu lorsque les premiers corps sont plus chauds que le 3^e corps;
- le flux source externe \mathbf{X}_s^e , qui est lié à l'insertion dans le contact d'un 3^e corps artificiel;
- le flux interne \mathbf{X}_I qui correspond le $(X_4 \cdot q_\mu)$;
- le flux d'éjection \mathbf{X}_E , c'est la part de flux qui quitte le contact;
- le flux d'usure \mathbf{X}_u qui correspond le $(X_3 \cdot q_\mu)$;
- le flux de recirculation \mathbf{X}_R , c'est la part de flux éjecté qui réintroduite dans le contact;
- le flux de source externe \mathbf{X}_s^e , c'est le flux généré dans le 3^e corps et évacué dans les 1^{ers} corps.

I.5 THERMIQUE ET RHÉOLOGIE DU 3^e CORPS

La rhéologie du 3^e corps est gouvernée principalement par le mouvement des particules qui le constituent. Ces dernières jouent un rôle d'acommodateur du gradient de vitesse suivant l'épaisseur qui sépare les deux premiers corps. La cinématique du 3^e corps détermine les différents régimes d'écoulements [RIC 08].

D'un point de vue thermique, de récents travaux ont montré que le profil de chaleur générée par le frottement local entre-particules est lié au taux de cisaillement du 3^e corps produit, ainsi qu'à ses propriétés locales [MAJ 03, RIC 08, RIC 07a, REN 11]. Ceci soulève de nouvelles questions concernant la signification de la forte dépendance entre la dynamique locale des particules du 3^e corps et leur comportement thermique.

I.6 MODÈLES GLOBAUX

I.6.1 Modèle de Ryhming

Ryhming [RYH 79] en 1979 est l'un des pionniers à avoir étudié la thermique dans un contact sec à trois corps en proposant la modification des modèles existants. Il suppose l'existence d'un volume intermédiaire (troisième corps) entre deux corps en contact (outil-pièce), sous forme d'une fine couche (*cf.* Figure I.9). Il a trouvé qu'au cours de l'accommodation des vitesses de ces corps en contact, les déformations plastiques au sein du volume du troisième corps, sont la cause de génération d'un ensemble du flux de chaleur dans ce dernier. Alors que l'accommodation des vitesses ne s'obtient pas uniquement avec les déformations plastiques, mais surtout avec l'arrachement de matériau (copeau) par effort mécanique et non seulement thermique.

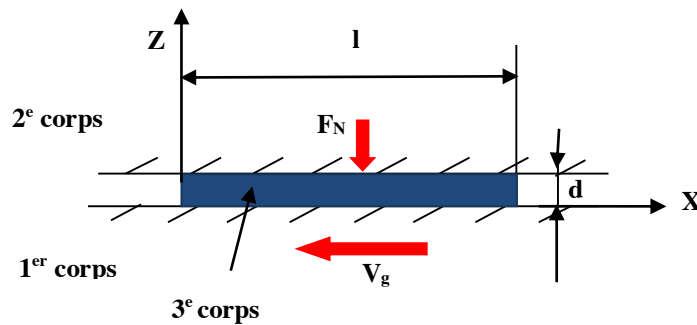


Figure I.9: Schéma du contact du modèle de Ryhming [RHY 79]

La génération de la chaleur dans cette couche intermédiaire est uniforme, est exprimée comme suit :

$$q_{\mu} = \frac{\mu \cdot F_N \cdot V_g}{l \cdot d} \quad (I.3)$$

Avec :

F_N : la force normale ;

V_g : la vitesse de glissement ;

l, d : longueur et épaisseur de la couche du troisième corps (copeau)

A l'intérieur de la couche du troisième corps, le profil de température T_3 dépend des températures des premiers corps (T_1, T_2). Sa formule obtenue est unidimensionnelle, elle s'écrit comme suit :

$$T_3 - T_1 = \frac{q_{\mu}}{2\lambda_3} \cdot z \cdot (d - z) + (T_2 - T_1) \cdot \frac{z}{d}, \quad \text{Pour } t \rightarrow \infty \quad (I.4)$$

Il a trouvé :

1. une différence non négligeable de température entre les surfaces des 1^{er} et 2^e corps au niveau du cœur de la zone du contact,
2. une partie importante de la chaleur générée est dissipée dans le volume intermédiaire (la couche du troisième corps),
3. la température maximale se situe au sein de ce volume, plus proche des surfaces du corps de basse effectivité et non pas à la surface du 1^{er} corps et du 2^e corps.

Le modèle analytique de Ryhming a orienté les recherches tribologiques vers la modélisation numérique de la rhéologie du troisième corps. Cependant son utilisation ne peut être que dans les cas similaires, avec adaptation et ajout de paramètres selon le cas.

I.6.2 Modèle d'Olesiak

En s'inspirant de la loi d'Archard [ARC 59], Olesiak [OLE 97], a étudié en 1997, l'aspect thermique d'un contact au cours du frottement, dans le cas de l'usure des surfaces des premiers corps et de détachement de particules (3^e corps). Dans ce cas, il a pris en considération l'influence de l'éjection de la matière hors du contact sur le profil de la température générée à l'interface. Il a constaté que la majorité de l'énergie globale amenée au système frotté est utilisée pour user le matériau des deux corps, et que la partie restante sera dissipée sous forme de chaleur par frottement.

Une partie de cette dernière qui représente le flux de chaleur, est dispersée dans les particules du volume du 3^e corps piégés dans le contact et l'autre partie est dissipée dans les particules éjectées du contact. Cette perte de masse des particules chaudes, provoque une légère diminution de la température au niveau de l'interface.

Ce constat, l'a amené à ajouter au modèle de Block-Jaeger (*cf.* Équation I.2) un coefficient de partage qui traduit la part du flux évacuée par usure. Ce dernier est défini avec ce coefficient supplémentaire de partage de ces particules chaudes éjectées du contact par la relation:

$$Q_u = X_3 \cdot \mu \cdot V_g \cdot P_N \quad (I.5)$$

Avec :

μ : Coefficient de frottement ;

V_g : Vitesse de glissement ;

P_N : Contrainte normale ;

X_3 : Coefficient de partage des particules éliminées du contact par usure.

Le flux de chaleur généré par frottement à l'interface sera alors :

$$Q_f = \mu \cdot V_g \cdot P_N \quad (I.6)$$

Nous notons que d'autres modèles, ont considéré en plus:

- la dépendance de l'énergie utilisée pour user les premiers corps en contact avec la température de leurs surfaces [GU 00],
- les effets du frottement et de l'usure sur le flux de chaleur généré à l'interface [IRE 02, STR 96].

Ce qui a permis de reformuler l'équation du flux de chaleur généré par frottement en fonction de la température des premiers corps, et des différents paramètres de frottement et d'usure.

Le modèle d'Olesiak est convenable pour le cas d'un contact ouvert où le 3^e corps ne reste pas piégé dans celui-ci. Si une partie de ce dernier reste piégé dans le contact, il faut ajouter un quatrième coefficient de partage X_4 propre à cette partie du 3^e corps. Ceci a été proposé par la suite par D. Richard dans son modèle [RIC 08], qui sera présenté ultérieurement. Pour le cas d'un contact fermé, où tout le volume de ce 3^e corps reste piégé, l'étude thermique du contact est donc orientée vers d'autres les modèles présentés ci-après.

I.6.3 Modèle de Day

Afin de déterminer l'évolution de la température à l'interface du contact (Disque-Garniture de freinage) par la méthode des éléments finis, Day et al [DAY 83, DAY 90], en 1983 ont représenté dans leur modèle numérique, le troisième corps par une conductance thermique (inverse de résistance thermique) d'une valeur entre 10^3 et 10^4 (W/m².K). Ils ont divisé le contact frottant en cinq phases (*cf.* Figure I.10.):

Phase1 : Premier corps supérieur ;

Phase2 : Zone de réaction ;

Phase3 : Surfaces oxydées ;

Phase4 : Couche d'interface ;

Phase5 : Premier corps inférieur.

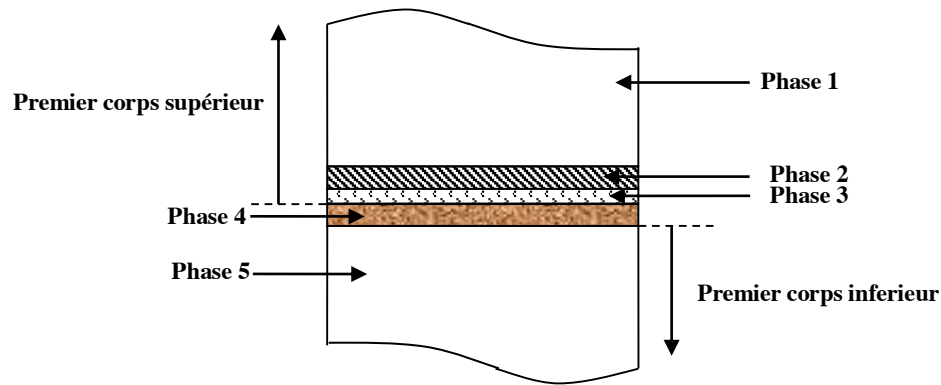


Figure I.10 : Décomposition du contact frottant par Day et al [DAY 90]

Day et al ont repris le modèle de Berthier [BER 88] de la division du contact en site d'accommodation de vitesse, mais différencient entre les phases 2 et 4 qui sont en fait identique par symétrie et doivent avoir une même appellation. Ils ont montré par cette approche qui impose une distribution linéaire de température entre le disque et la garniture, l'existence d'un saut de température très important dans le contact.

I.6.4 Synthèse

Les trois modèles thermiques du contact présentés ci-dessus, modélisent la répartition du flux de chaleur dans le volume intermédiaire ainsi que l'évolution de sa température. Les résultats obtenus par ces modèles, restent cependant d'applications restreintes et insuffisants pour comprendre et analyser l'ensemble des phénomènes tribologique se produisant au cours du frottement. D'autres chercheurs ont essayé d'améliorer ces modèles qui concernent l'échelle macroscopique pour aller vers l'échelle microscopique, avec considération de l'influence des propriétés «locales» du volume intermédiaire sur le comportement énergétique. Dans ce cas, le troisième corps solide est représenté par des éléments discrets [RHY 79], voir chap. II, ce qui permet de :

- déterminer les différents paramètres nécessaires à l'étude du comportement thermomécanique local du troisième corps, qui sont difficiles à obtenir expérimentalement,
- montrer l'influence de ces paramètres sur la rhéologie du troisième corps.

I.7 MODÈLES LOCAUX (PAR ÉLÉMENTS DISCRETS)

De nombreux travaux en tribologie se sont basés sur la modélisation des interfaces (troisième corps) par des éléments discrets. L'objectif est de comprendre le comportement thermo-mécanique à l'échelle microscopique, sous l'effet du frottement lors du cisaillement. Le contact entre les éléments du 3^e corps solide est géré par des lois d'interaction, qui décrivent la

physique des problèmes traités sous des sollicitations tribologiques appliquées.

Dans ce contexte, le premier chercheur à avoir utilisé l'approche des éléments discrets, est H.G. Elrod en 1991 [ELR 91], en lubrification des paliers à poudre, qui a été suivi par [LUB 95a, GHA 96, LUB 95b, TIE 98]. D'autres études se sont étendues à la modélisation du comportement dynamique du 3^e corps [IOR 02, FIL 04, IOR 05, REN 06, CAO 11, NHU 13], en essayant de trouver des réponses mécaniques du contact, sans considérer l'aspect thermique.

Cependant, l'étude thermique locale du contact avec un troisième corps solide modélisé par MED (*cf.* Figure I.11), remonte au 2007 [RIC 07b]. Tous les travaux qui ont suivi, ont utilisé des lois d'interaction dans différents modèles, en considérant l'influence de certains paramètres mécaniques locaux tels que: la cohésion et le frottement inter-éléments, sur la réponse thermique du 3^e corps.

La chaleur générée dans le contact, se transfère par conduction entre les particules, selon le modèle "Thermal Particle Dynamics" proposé par Vargas [VAR 01]. Tandis que, la convection n'est pas prise en compte dans ces modèles à cause de sa faible influence.

L'analyse des premiers résultats obtenus [RIC 08] montrent que les profils de chaleur au sein du 3^e corps, dépendent de la nature du régime d'accommodation des vitesses (qui dépend de la cohésion). Néanmoins, l'influence des sollicitations globales imposées (pression normale et vitesse de glissement), ainsi que l'épaisseur du 3^e corps sur le comportement thermique locale de ce dernier n'est pas traitée dans ces études.

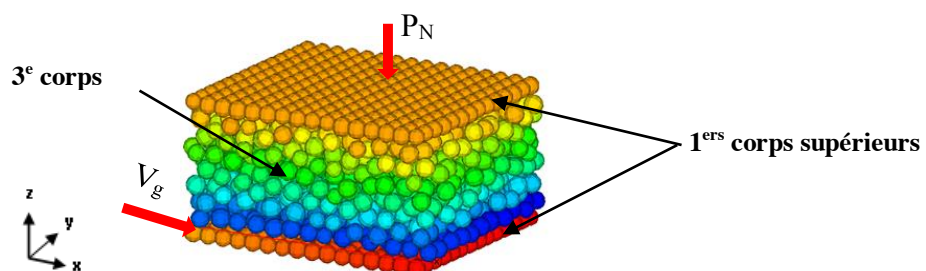


Figure I.11 : Modèle numérique par éléments discrets d'un contact avec troisième corps d'après D. Richard [RIC 08]

Récemment, nous notons une tendance à utiliser la Méthode Non-Régulière (Non Smooth DEM) qui considère des lois de chocs et de frottement de Coulomb (*cf.* II.2.1) au lieu de la Méthode Régulière (Smooth DEM) qui considère des lois continues et dérivables. Ces études, prennent en compte les effets multi-physiques (mécaniques, thermiques et physico-chimiques) sur la réponse thermique du 3^e corps.

Nous trouvons par exemple, que T.Champelevier [CHA 09] a choisi pour son modèle la Méthode Non Smooth DEM au lieu de la Méthode Smooth DEM [RIC 07b]. La loi d'interaction utilisée est la loi cohésive unilatérale dérivée du modèle de Maugis [MAU 92], pour traduire le phénomène d'adhésion entre les particules du 3^e corps. Les résultats de cette approche montrent que les profils de chaleur obtenus au sein du volume de 3^e corps dépendent bien de l'adhésion entre les particules du troisième corps.

D'une façon plus élargie, un modèle [REN 11] utilisant la loi de contact non-lisse cohésive, a pris en compte le couplage entre la cohésion des particules et leur température. Les résultats thermiques obtenus montrent une asymétrie des profils de température pour des valeurs de cohésion utilisées, c-à-d, que la température maximale, se localise près de la zone où le cisaillement est maximal (coefficient de frottement maximal).

Un autre modèle [NGU 13] a pris en compte le frottement inter-éléments, où la loi de contact utilisée entre les particules est la loi de frottement de Coulomb, sans cohésion. Le bilan énergétique de ce modèle montre que l'interface granulaire joue le rôle d'une barrière thermique et engendre une résistance équivalente à travers l'interface par la prise en compte des différents phénomènes activés à l'échelle microscopique. Les rugosités des premiers corps jouent un rôle primordial sur la génération de la chaleur par frottement. Par ailleurs les agglomérats (amas de particules) favorisent la propagation de la chaleur vers les premiers corps. En plus de la loi de cohésion qui régit la réactivité physico-chimique du 3^e corps, J. Rivière [RIV 15], a rajouté dans son modèle la loi d'endommagement pour modéliser la dégradation potentielle premiers corps. La réponse thermique obtenue par ce modèle montre que la température maximale se localise dans les coins du volume où se trouve la recirculation locale du 3^e corps piégé au sein du contact (*cf.* Figure I.12). Cette dernière explique l'existence de phénomène de formation de rouleaux thermiques, localisant la génération de chaleur et donc la température (effet de coin). Ce qui implique que la structure du volume de troisième corps (les arrangements locaux des constituants du troisième corps.) elle-même, a sert de changer le lieu de localisation de la température maximale dans ce volume, ainsi le profil de température.

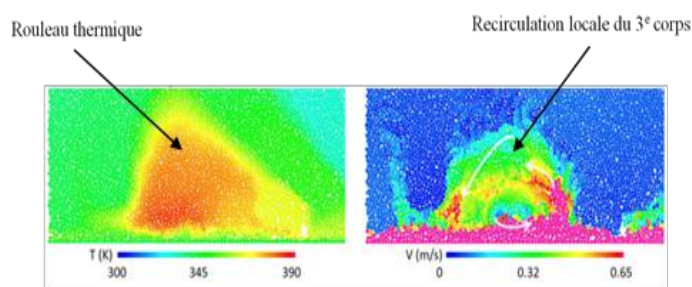


Figure I.12 : Représentation des phénomènes de rouleau thermique suite à la recirculation locale du 3^e corps par le modèle de J. Rivière [RIV 15]

Dans ces modèles, les auteurs ont pris en compte en plus des lois de contact, les phénomènes thermiques locaux de génération et de diffusion de la chaleur.

La quantité de chaleur générée dans le volume du 3^e corps dépend fortement de la dissipation mécanique locale selon la direction de la force considérée dans la loi de contact utilisée. Cette diversité des réponses thermiques obtenues par ces modèles ne dépend pas seulement de la loi de contact choisie, mais dépend aussi des considérations thermiques locales (génération et diffusion de la chaleur) qui sont reliées avec les forces locales des lois de contact.

Néanmoins, la thermique du troisième corps dépend aussi de sa géométrie, ainsi des propriétés thermo-mécanique locales des premiers et du troisième corps.

Cependant, nous nous interrogeons sur les critères de choix de la loi de contact et des paramètres pris en compte dans chaque modèle, et pourquoi d'autres paramètres importants ont été négligés ? Dans ce même axe de recherche et partant des résultats de ces travaux, nous allons donc, utiliser la Méthode des Eléments Discrets (MED), et introduire dans nos modèles numériques, d'autres paramètres inter-granulaires qui influent sur la rhéologie thermo-mécanique, à l'échelle microscopiques.

Un aperçu des principes de base de cette approche sera présenté dans le chapitre suivant.

I.8 CONCLUSION

La thématique centrale des travaux de recherche présentés dans cette étude bibliographique se focalise sur la thermique du contact sec avec présence du troisième corps solide. La modélisation de ce dernier par des éléments discrets est très appréciée dans le cas des modèles locaux. Elle s'appuie sur les éléments du triplet tribologique, ainsi que sur la dynamique locale (animation du circuit tribologique).

Des différents modèles numériques utilisant la méthode des éléments discrets (MED) ont été réalisés pour essayer de comprendre la rhéologie locale des particules du troisième corps solide au cours du frottement. Ils ont pris en compte certaines propriétés des premiers et du troisième corps ainsi que le choix de lois d'interaction microscopique entre les particules, pour prédire la réponse du contact.

A partir des études de modélisation menées par Vargas et McCarthy sur la dynamique thermique des particules, des chercheurs ont construit leurs propres modèles qui prennent en compte certains paramètres locaux du contact. Leur objectif est d'essayer d'expliquer les phénomènes thermiques générés par frottement entre particules à l'échelle de l'interface (génération et diffusion de chaleur). Par la présence de phénomènes multi-physiques tels que :

mécanique (frottement), thermique (conduction thermique) et physico-chimique (adhésion).

Cependant, pour parvenir à une description cohérente et complète de la rhéologie du troisième corps, il reste toujours des questions qui n'ont pas été traitées dans ces travaux et qui méritent des réponses. À titre d'exemple, comment influent sur le comportement thermo-mécanique:

- les sollicitations tribologiques appliquées (vitesse de cisaillement et pression normale),
- la nature des particules du troisième corps ainsi de leur type d'écoulement,
- la géométrie du modèle,
- le temps de cisaillement, etc.

Dans le même axe de ces travaux et principalement suite aux travaux de [RIC 08], notre travail est de proposer des modèles numériques par la méthode des éléments discrets (MED), dont l'objectif est la prise en compte des deux aspects : thermique et mécanique, d'où l'appellation : thermo-mécanique (*cf.* Figure I.13).

A cet effet, nous nous sommes intéressés à plus de paramètres influents à la fois sur le comportement thermique et mécanique, tels que :

- le coefficient de frottement statique local ;
- la vitesse de cisaillement ;
- la pression de contact ;
- la cohésion entre les particules du 3^e corps ;
- les caractéristiques mécanique et thermique (la conductivité et la capacité thermique, le module d'élasticité, etc).

Dans l'optique de la validation de nos modèles numériques sur le dispositif expérimental *Tribo-Gral*, disponible au laboratoire LaMCoS, nous étions limités dans le choix de certains paramètres par les possibilités qu'il offre.

Synthèse d'études numériques récentes sur le comportement Thermo-mécanique du 3^e corps solide par MED

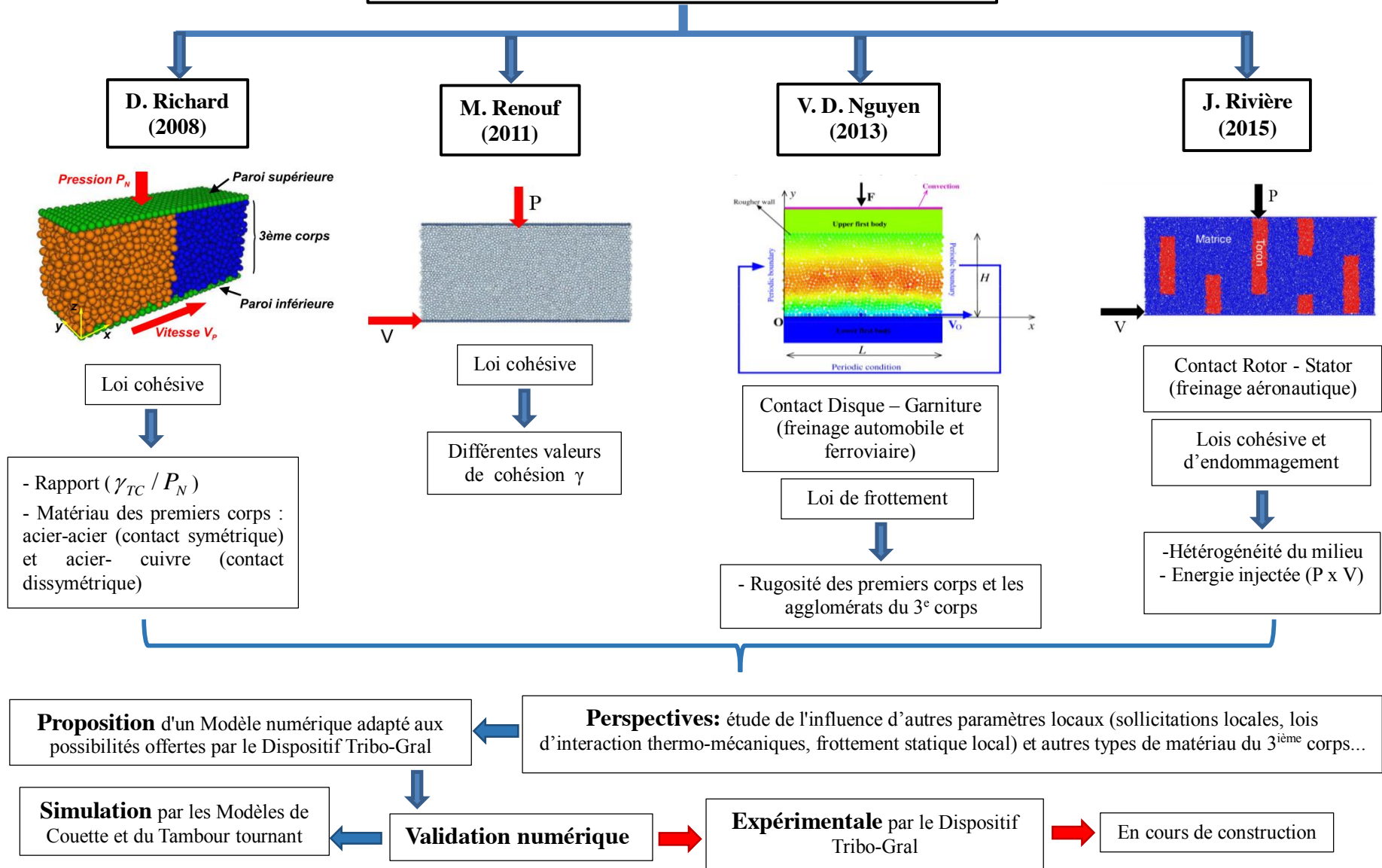


Figure I.13: Synthétique de notre étude

CHAPITRE : II

MODÉLISATION THERMO-MÉCANIQUE PAR LA MÉTHODE DES ÉLÉMENTS DISCRETS (MED)

Nous exposons dans ce chapitre les grandes lignes de la méthode des éléments discrets et particulièrement la stratégie de calcul suivie par la méthode dynamique de contact non lisses (Non-Régulière) (NSCD : Non Smooth Contact Dynamics), qui est appliquée dans notre modélisation thermo-mécanique.

Sommaire

II.1 INTRODUCTION.....	22
II.2 PARTIE MÉCANIQUE.....	22
II.2.1 Méthode NSCD (Non Smooth Contact Dynamics).....	22
II.2.2 Formalisation mécanique.....	23
II.2.3 Intégration du mouvement (intégration temporelle).....	24
II.2.4 Résolution du problème.....	25
II.2.5 Lois d'interaction.....	26
II.3 PARTIE THERMIQUE.....	28
II.3.1 Résolution thermique.....	28
II.3.2 Génération de la chaleur locale.....	29
II.3.3 Transfert thermique par conduction inter-granulaire.....	30
II.4 STRATEGIE DE CALCUL THERMO-MÉCANIQUE.....	31
II.5 LOGICIEL.....	32
II.6 CONCLUSION.....	33

II.1 INTRODUCTION

Les approches par éléments discrets sont aujourd'hui des outils de plus en plus répandus pour modéliser le comportement de milieux naturellement divisés mais aussi de milieu hétérogène pouvant s'apparaitre à un milieu discontinu. On retrouve donc de nombreux travaux sur le comportement de milieu granulaire [CUN 79], la propagation de fissure [PER 08, HED 11, LEB 13] ou encore la rhéologie de 3^e corps solides [REN 06, FIL 07a, CAO 11].

De nombreux modèles permettent de simuler le comportement de ces milieux, aussi bien d'un point de vue mécanique [FIL 04a, FIL 04b, FIL 05] que thermique [RIC 08, NGU 09a] ou encore électrique [REN 08] ou physico- chimique [CHA 09].

Nous présentons ici la méthode utilisée s'appuyant sur le cadre proposé par Moreau [MOR 88] et Jean [JEA 99] et ses extensions aux aspects thermique [VAR 01].

II.2 PARTIE MÉCANIQUE

II.2.1 Méthode NSCD (Non Smooth Contact Dynamics)

Dans notre étude nous avons choisi la méthode NSCD (Non Smooth Contact Dynamics). Elle a été développée par Jean et Moreau [JEA 92, JEA 95, JEA 99, MOR 88, MOR 94, MOR 99]. Est notamment utilisée pour la résolution des systèmes mécaniques composés de corps rigides dont les contacts sont unilatéraux et frottants [REN 04a, KOU 15]. Les actions inter-granulaires sont généralement décrites par des lois à seuil (contact unilatéral et de frottement sec de Coulomb) dont les graphes sont raides (c'est-à-dire présentent des pentes infinies). Ce type d'approche exige un traitement implicite de l'équation de la dynamique et des relations inter-granulaires. Elle permet de traiter les problèmes de contact et frottement sans pénalisation et/ou régularisation [JEA 01].

La méthode NSCD se décompose principalement en trois parties:

- 1- La définition de relation entre variables locales (niveau des contacts) et globales (niveau des corps).
- 2- L'intégration temporelle : cette étape est caractérisée par la discrétisation en temps de l'équation dynamique pour l'ensemble des grains (particules). Le type du schéma d'intégration utilisé est le type implicite.
- 3- La résolution des problèmes multi-contact à l'échelle granulaire par l'utilisation d'un algorithme convergeant.

II.2.2 Formalisation mécanique

Au niveau local, on définit un repère direct $(I_\alpha; t_\alpha, n_\alpha)$ pour chaque contact (α) , dans lequel on exprime la force ou l'impulsion de contact locale décomposée en deux coordonnées normale (r_N^α) et tangentielle (r_T^α), ainsi que la vitesse relative au point de contact (u_α).

Au niveau global, on définit un repère global $(O; X, Y)$ (au niveau des corps), dans lequel on exprime la résultante des forces de contact (\mathbf{r}) appliquée sur chaque corps ainsi que la vitesse ($\dot{\mathbf{q}}$) de la particule.

Le contact est composé de deux corps rigides non déformables (cf. Figure II.1), la relation entre les variables locales (\mathbf{r}, \mathbf{u}) et les variables globales ($\mathbf{R}, \dot{\mathbf{q}}$) est écrite comme suit:

$$\mathbf{R} = \mathbf{H}(q)\mathbf{r} \quad (\text{II.1})$$

$$\mathbf{u} = \mathbf{H}^*(q)\dot{\mathbf{q}} \quad (\text{II.2})$$

Le changement de configuration est établi par les matrices de passage \mathbf{H} et \mathbf{H}^* , \mathbf{H}^* étant la transposée de \mathbf{H} .

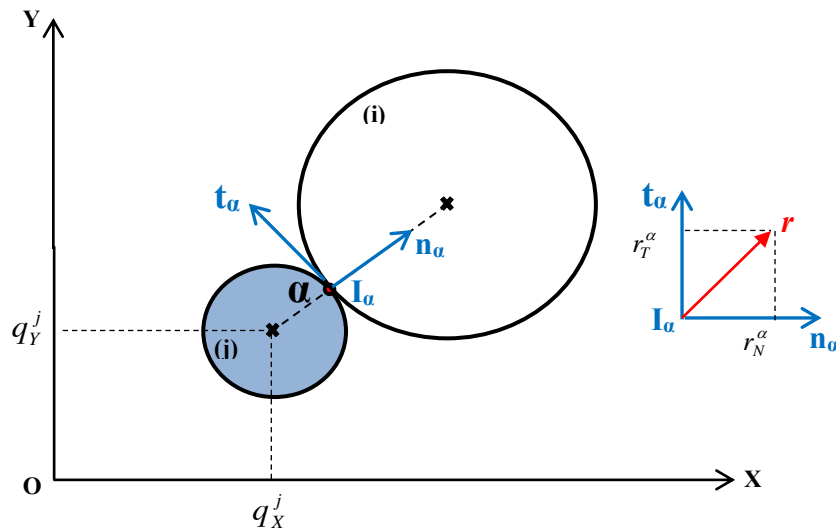


Figure II.1: Contact entre deux corps rigides

Au niveau global, l'équation générale de la dynamique pour le système granulaire est :

$$\mathbf{M}\ddot{\mathbf{q}}(t) = \mathbf{F}^{ext}(t, \mathbf{q}, \dot{\mathbf{q}}) + \mathbf{R} \quad (\text{II.3})$$

avec \mathbf{M} ($\in \mathbb{R}^{n \times n}$) est la matrice de masse du système granulaire, $\dot{\mathbf{q}}$ ($\in \mathbb{R}^n$) est le vecteur d'accélération ou la deuxième dérivée du vecteur de configuration \mathbf{q} , \mathbf{F}^{ext} les forces extérieures

appliquées sur les particules en contact et \mathbf{R} les forces de contact.

Dans un système multi-contacts où de nombreux chocs peuvent se produire et entraîner une discontinuité de vitesse, il est préférable de réécrire l'équation en termes de mesures différentielles et prendre les dérivées au sens des distributions (d'après Moreau):

$$\mathbf{M}d\dot{\mathbf{q}} = \mathbf{F}^{ext}(t, \mathbf{q}, \dot{\mathbf{q}})dt + \mathbf{R}dt \quad (\text{II.4})$$

où dt est la mesure de Lebesgue, $d\dot{\mathbf{q}}$ une mesure différentielle représente la mesure d'accélération, $\mathbf{R}dt$ représente la mesure différentielle d'impulsion exercée au point de contact.

II.2.3 Intégration du mouvement (intégration temporelle)

Pour tout intervalle de temps $[t_i, t_{i+1}]$ dans $[0, T]$, l'intégration de l'équation (II.4) sur l'intervalle de temps $[t_i, t_{i+1}]$ nous permet d'écrire :

$$\begin{cases} \mathbf{M}(\dot{\mathbf{q}}_{i+1} - \dot{\mathbf{q}}_i) = \int_{t_i}^{t_{i+1}} \mathbf{F}^{ext}(t, \mathbf{q}, \dot{\mathbf{q}})dt + \int_{t_i}^{t_{i+1}} \mathbf{R}dt \\ \mathbf{q}_{i+1} = \mathbf{q}_i + \int_{t_i}^{t_{i+1}} \dot{\mathbf{q}}(t)dt \end{cases} \quad (\text{II.5})$$

avec l'approximation de l'impulsion moyenne donné par :

$$\mathbf{R}_{i+1} = \frac{1}{h} \int_{t_i}^{t_{i+1}} \mathbf{R}dt \quad (\text{II.6})$$

Pour la discrétisation de l'équation du mouvement, on utilise la θ -méthode, méthode qui s'apparente à une pondération des quantités obtenues en début et fin de pas. En appliquant ce principe aux deux membres de l'équation (II.6) sur l'intervalle de temps $[t_i, t_{i+1}]$, on obtient :

$$\int_{t_i}^{t_{i+1}} \mathbf{F}^{ext}(\mathbf{q}, \dot{\mathbf{q}}, t)dt = h\theta \mathbf{F}_{i+1}^{ext} + h(1 - \theta) \mathbf{F}_i^{ext} \quad (\text{II.7})$$

$$\int_{t_i}^{t_{i+1}} \dot{\mathbf{q}}(t)dt = h\theta \dot{\mathbf{q}}_{i+1} + h(1 - \theta) \dot{\mathbf{q}}_i \quad (\text{II.8})$$

Les valeurs de θ sont comprises entre $\frac{1}{2}$ et 1 pour assurer la stabilité du schéma d'intégration.

Après la substitution des équations (II.7), (II.8) et (II.6) dans l'équation (II.5), on obtient :

$$\begin{cases} \dot{\mathbf{q}}_{i+1} = \dot{\mathbf{q}}_{libre} + \tilde{\mathbf{M}}^{-1} h \mathbf{R}_{i+1} \\ \mathbf{q}_{i+1} = \mathbf{q}_i + h\theta \dot{\mathbf{q}}_{i+1} + h(1 - \theta) \dot{\mathbf{q}}_i \end{cases} \quad (\text{II.9})$$

où : $\dot{\mathbf{q}}_{libre}$ est la vitesse libre en l'absence de contact ;

$$\text{avec : } \dot{\mathbf{q}}_{libre} = \dot{\mathbf{q}}_i + \mathbf{M}^{-1}h(\theta \mathbf{F}_{i+1}^{ext} + (1 - \theta) \mathbf{F}_i^{ext})$$

En terme de variables locales et avec les lois d'interaction du couple $(\mathbf{r}_{i+1}, \mathbf{u}_{i+1})$, le système est réécrit comme suit :

$$\left\{ \begin{array}{l} \mathbf{W}h\mathbf{r}_{i+1} + \mathbf{u}_{libre} = \mathbf{u}_{i+1} \\ \text{Interaction } (\mathbf{r}_{i+1}, \mathbf{u}_{i+1}) \end{array} \right. \quad (\text{II.10})$$

où $\mathbf{W} = \mathbf{H}^* \tilde{\mathbf{M}}^{-1} \mathbf{H}$ est l'opérateur de *Delassus* [REN 04b, THO 92]

Si on considère que \mathbf{M} est régulière et que les particules sont rigides, le couple $(\tilde{\mathbf{M}}, \dot{\mathbf{q}}_{libre})$ peut s'écrire de cette façon :

$$\left\{ \begin{array}{l} \mathbf{M} = \tilde{\mathbf{M}} \\ \dot{\mathbf{q}}_{libre} = \tilde{\mathbf{M}}^{-1}h(\theta \mathbf{F}_{i+1}^{ext} + (1 - \theta) \mathbf{F}_i^{ext}) \end{array} \right. \quad (\text{II.11})$$

II.2.4 Résolution du problème

L'algorithme utilisé pour résoudre le problème multi-contacts est de type *Gauss-Seidel non-linéaire (NLGS)*. Il permet de calculer en même temps les vitesses relatives (\mathbf{u}_i) au contact et les forces de contact (\mathbf{r}_i) en tenant compte des lois d'interaction entre particules (*cf. Section II.2.5*).

L'équation (II.10) est réécrite pour un contact α qui possède un nombre de contact N_c comme suit :

$$\sum_{\beta=1}^{N_c} \mathbf{W}_{\alpha\beta} h\mathbf{r}_{i+1}^{\beta} + \mathbf{u}_{libre,\alpha} = \mathbf{u}_{i+1}^{\alpha} \quad (\text{II.12})$$

Sous forme itérative, les équations (II.10 et II.12) à l'itération $(k+1)$ où la résolution locale du problème qui est composé du couple $(\mathbf{r}_{i+1}^{\alpha(k+1)}, \mathbf{u}_{i+1}^{\alpha(k+1)})$ sont écrites de la manière suivante :

$$\left\{ \begin{array}{l} \sum_{\beta < \alpha} \mathbf{W}_{\alpha\beta} h\mathbf{r}_{i+1}^{\beta(k+1)} + \sum_{\beta > \alpha} \mathbf{W}_{\alpha\beta} h\mathbf{r}_{i+1}^{\beta(k)} + \mathbf{u}_{libre,\alpha} = \mathbf{u}_{i+1}^{\alpha(k+1)} - \mathbf{W}_{\alpha\alpha} h\mathbf{r}_{i+1}^{\alpha(k+1)} \\ \text{Interaction } (\mathbf{r}_{i+1}^{\alpha(k+1)}, \mathbf{u}_{i+1}^{\alpha(k+1)}) \end{array} \right. \quad (\text{II.13})$$

Avec *Interaction* $(\mathbf{r}_{i+1}^{\alpha(k+1)}, \mathbf{u}_{i+1}^{\alpha(k+1)})$ on exprime la loi de contact entre particules.

Les étapes de résolution sont bien détaillées dans [REN 04b].

II.2.5 Lois d'interaction

Dans le cadre de la modélisation du comportement mécanique du milieu granulaire, le contact entre les particules du milieu est géré par des lois d'interaction (lois de contact), qui décrivent la physique des problèmes traités sous des sollicitations mécaniques appliquées. Ces lois d'interaction représentent la relation entre les variables locales du système granulaire (le milieu granulaire + les sollicitations appliquées) tels que : l'interstice « g », la réaction normale « r_n », la force de cohésion « γ », la vitesse relative « u »... Le choix de ces lois dépend de différents facteurs à titre d'exemple : la nature des particules, la nature du milieu dans lequel les particules évoluent, les conditions du modèle choisi par le modélisateur,...

Dans la tribologie numérique, plusieurs lois de contact ont été étudiées pour modéliser la rhéologie des particules du troisième corps, comme les lois de contact pénalisés/régularisés cohésives utilisées dans les modèles de I. Iordanoff [IOR 99, IOR 05], N. Fillot [FIL 04a, FIL 07a, FIL 07b] et D. Richard [RIC 08], les lois de contact unilatérales cohésives appliquées par M. Renouf [REN 08], les lois de contact avec de la viscosité utilisées par P. Cleary [CLE 98] ainsi que la loi à zone cohésive qui est introduite par J. Rivière [RIV 15] suite aux travaux de V-H. Nhu [NHU 13] et Champagne [CHA 13].

Dans ce contexte, et suite aux conditions des modèles choisis dans notre cas d'étude (*cf.* Chapitres IV et V), nous allons appliquer au sein du troisième corps solide (volume granulaire) deux lois de contact : unilatérale sans et/ou avec cohésion, alors que pour les premiers corps nous allons utiliser que la loi de contact unilatérale sans cohésion.

II.2.5.1 Loi de contact unilatérale non cohésive

C'est la loi unilatérale avec frottement sans cohésion ou la loi de *Signorini* non cohésive (*cf.* Figure II.2). Elle considère la non pénétration entre les particules où la valeur de l'interstice doit rester positive ($g \geq 0$) et la composante normale de l'impulsion locale reste aussi positive se traduisant par $r_n \geq 0$. Cette grandeur est nulle lorsqu'il n'y a pas contact, autrement dit : $g > 0 \rightarrow r_n = 0$. La condition d'impenétrabilité (Condition de *Signorini*) s'écrit :

$$g \geq 0, r_n \geq 0, g \cdot r_n = 0 \quad (\text{II.14})$$

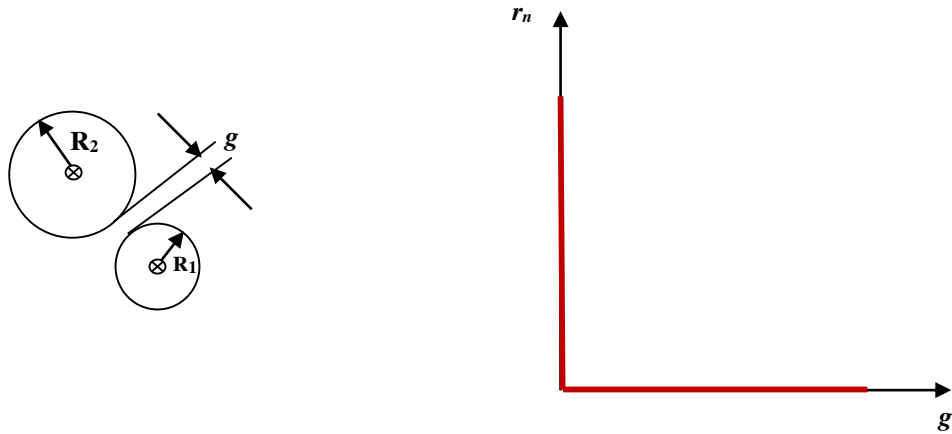


Figure II.2: Présentation de la loi de *Signorini* non cohésive

Pour pouvoir gérer la restitution entre particules, l'équation (II.14) est écrite en termes de vitesse et combinée à la loi de restitution de Newton [MAB 98] qui relie la vitesse avant et après l'impact de la manière suivante:

$$u_n^{i+1} = -e_n u_i^n \quad (\text{II.15})$$

où e_n est le coefficient de restitution normal. La partie tangentielle est régie par la loi de frottement de Coulomb qui assure que la composante tangentielle de la force locale, notée r_t , reste dans le cône normal :

$$\|r_t\| = \mu \cdot r_n \quad (\text{II.16})$$

Où μ coefficient de frottement de Coulomb.

II.2.5.2 Loi de contact unilatérale cohésive

Si on ajoute la cohésion à la loi précédente, la composante normale doit être la somme de la force de l'impulsion locale r_n et la force cohésive γ . La zone de cohésion est limitée autour de la frontière de la particule par la distance « d_w ». C'est la loi de contact unilatérale cohésive ou la loi de *Signorini* cohésive. La condition de *Signorini* modifiée s'écrit alors:

$$g \geq 0, (r_n + \gamma) \geq 0, g \cdot (r_n + \gamma) = 0 \quad (\text{II.17})$$

La figure II.3 présente les trois statuts essentiels obtenus par cette condition:

- 1- Statut «*non contact*» (les particules ne sont pas encore entrées dans la zone cohésive) lorsque $g > d_w$ et $r_n = 0$;
- 2- Statut «*contact actif*» (les particules sont dans la zone cohésive) lorsque $0 < g \leq d_w$ et $r_n = -\gamma$;

3- Statut «contact» lorsque $g = 0$ et $r_n \geq -\gamma$.

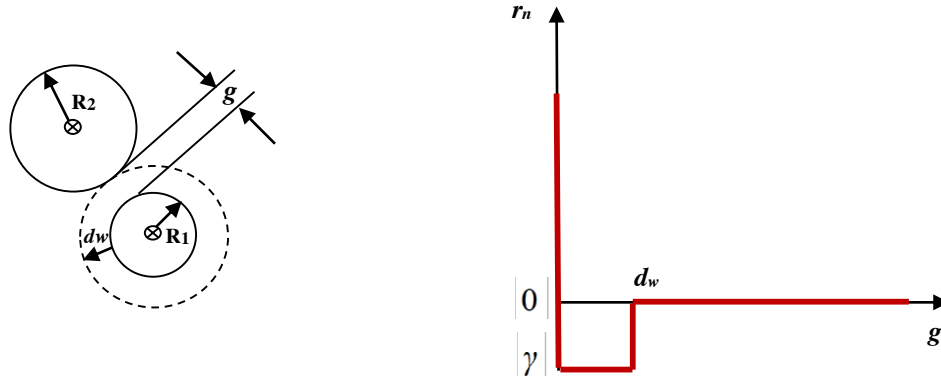


Figure II.3: Présentation de la loi de *Signorini* cohésive

Dans la suite du manuscrit, on notera ces deux lois de contact par IQS-CLB (Inelastic Quasi Shock Law coupled with the Coulomb Friction Law) pour le cas sans cohésion et IQS-WET pour le cas avec cohésion.

II.3 PARTIE THERMIQUE

II.3.1 Résolution thermique

Dans le modèle thermique, nous avons considéré que les phénomènes de génération de chaleur par frottement où la dissipation d'énergie mécanique en énergie thermique Q_i^{diss} , et le transfert thermique par conduction Q_i^{cond} . La radiation et la convection sont négligeables. L'équation thermique est discrétisée par le schéma d'intégration θ -méthode. Cette dernière est une méthode d'intégration numérique particulièrement simple, qui permet de quantifier la correction et la prédiction dans le schéma d'intégration, grâce à un paramètre θ .

La variation de la température pour une seule particule pendant un pas de temps dt est écrite sous la forme suivante:

$$T_i(t + dt) = T_i(t) + \theta \dot{T}_i(t + dt)dt + (1 - \theta) \dot{T}_i(t)dt \quad (\text{II.18})$$

Avec:

La valeur de θ est varié de 0,5 à 1 pour raison de stabilisation

$$\dot{T}_i(t + dt) = (Q_i^{cond} + Q_i^{diss}) / \rho_i C_i V_i \quad (\text{II.19})$$

Q_i^{diss} : représente la génération locale de la chaleur entre la particule i et son voisin ;

Q_i^{cond} : représente le transfert de la chaleur locale par conduction entre la particule i et son voisin.

Le terme $\rho_i C_i V_i$: représente la capacité thermique de la particule considérée.

II.3.2 Génération de la chaleur locale

À l'échelle granulaire, la puissance des forces de frottement entre les particules est transformée en énergie thermique qui génère une chaleur au niveau des contacts. Ce flux de chaleur généré est formalisé selon différents modèles qui sont soumis aux différentes conditions problématiques [RIC 08, CHA 09, NGU 09b]), tels que les composantes de la force normale, la vitesse relative tangentielle et le coefficient de partage.

L'équation de la dissipation d'énergie pour une seule particule selon l'intervalle de temps $(t, t+I)$ est donnée sous la forme discrétiser suivante :

$$E_{diss} = \mathbf{M}(\dot{\mathbf{q}}(t + dt)^2 - \dot{\mathbf{q}}(t)^2)/2 \quad (\text{II.20})$$

Avec:

$\mathbf{P} = \mathbf{M}(\dot{\mathbf{q}}(t + dt) - \dot{\mathbf{q}}(t))$, \mathbf{P} : La percussion donc, l'équation (II.20) doit être comme suit :

$$E_{diss} = \mathbf{P}(\dot{\mathbf{q}}(t + dt) + \dot{\mathbf{q}}(t))/2$$

La quantité de chaleur convertie par cette dissipation d'énergie est alors écrite par l'équation suivante :

$$Q_{diss} = \mathbf{P}(\dot{\mathbf{q}}(t + dt) - \dot{\mathbf{q}}(t))/(2dt) \quad (\text{II.21})$$

Avec : dt le pas du temps utilisé pour la discrétisation de l'évolution de la température.

La production de chaleur locale est liée à la dissipation d'énergie mécanique locale et calculée comme suit :

$$Q_i^{diss} = \sum_{\alpha \in \mathcal{L}_{c(i)}} \mathbf{r}^\alpha \mathbf{u}^\alpha \quad (\text{II.22})$$

ou $\mathcal{L}_{c(i)}$ est la liste des contacts impliquant la particule i .

La modélisation de l'énergie générée par le frottement nécessite de partager la chaleur entre les particules en contact glissant [NGU 09b]. Par conséquent, V. Linck et autres [LIN 06] ont défini un coefficient de partage du produit β_{ij} du flux de chaleur. Ce coefficient dépend des différents paramètres microscopiques comme les propriétés thermiques, la vitesse de glissement, les paramètres de production de chaleur et la rugosité de surface si le contact n'est pas parfait. Ce

coefficient est obtenu par la solution analytique de Varadi et al [VAR 96]. Il est défini par le rapport des conductivités :

$$\beta_{ij} = \frac{\lambda_s^i}{\lambda_s^i + \lambda_s^j} \quad (\text{II.23})$$

Avec :

λ_s^i, λ_s^j : Sont successivement les conductivités thermiques des particules i et j .

II.3.3 Transfert thermique par conduction inter-granulaire

Dans le milieu granulaire, la diffusion thermique provoquée par la différence de température entre deux sphères voisine « i » et « j » (particules, grains) en contact au cours du déplacement relatif inter-granulaire est généralisée par le terme de flux de chaleur transféré par conduction Q_{ij}^{cond} .

Ce phénomène de transfert de l'énergie interne est calculé par l'équation:

$$Q_{ij}^{cond} = H_{ij}(T_i - T_j) \quad (\text{II.24})$$

Avec:

$(T_i - T_j)$: est la différence de température entre le milieu de contact des sphères « i » et « j ».

H_{ij} : est la conductance de contact entre les deux sphères « i » et « j », bason sur les travaux de yovanovich [YOV 67] sa valeur est calculée dans le modèle bidimensionnel et tridimensionnel selon la loi élastique de Hertz par les formules:

$$H_{2D} = 2k_{th}\sqrt{2aL} = 2k_{th}(8r_n R^* / \pi L E^*)^{1/4} \quad (\text{II.25})$$

$$H_{3D} = 2k_{th}a = 2k_{th}(3r_n R^* / 4E^*)^{1/3} \quad (\text{II.26})$$

Avec:

R^* : Rayon effectif

$$1/R^* = 1/R_i + 1/R_j$$

$$1/E^* = (1-\nu_i^2)/E_i + (1-\nu_j^2)/E_j$$

r_n : Réaction normale au contact;

E^* : Module de Young effectif;

Pour plusieurs contacts α avec la particule i l'équation (II.24) doit être comme suit:

$$Q_i^{cond} = \sum_{\alpha \in \mathcal{L}_c(i)} H_\alpha (T_i - T_j) \quad (\text{II.27})$$

Un autre ajout à ce flux de chaleur calculé, et à l'intérieur d'une particule, Il y a un autre paramètre thermique qui est baptisé par le «Nombre de Biot ».

❖ Nombre de Biot

C'est un nombre adimensionnel utilisé dans les calculs de transfert thermique en phase transitoire. La détermination de sa valeur permet de comparer les résistances au transfert thermique par conduction à l'intérieur et à la surface d'un corps.

Il est défini par la relation suivante :

$$B_i = \frac{H_c^{ij}}{k_s \cdot A / r} = \frac{H_c^{ij}}{k_s \cdot \pi \cdot r} = \frac{2}{\pi} \left(\frac{a}{r} \right) \ll 1 \quad (\text{II.24})$$

Si la valeur du nombre de Biot :

- $B_i > 1$, ce qui signifie que la conduction de la chaleur à l'intérieur du corps est plus lente qu'à sa surface, et que les gradients de température sont non négligeables au sein du corps.
- $B_i \ll 1$ est petit devant 1 (on utilisera souvent $B_i < 0,1$), cela signifie que la résistance interne est négligeable, et donc que la température peut être considérée comme uniforme à l'intérieur du corps.

II.4 STRATEGIE DE CALCUL THERMO-MÉCANIQUE

Dans cette étude nous avons opté pour l'utilisation du code de calcul « LMG90 (Logiciel Mécanique Gérant le Contact, écrit en fortran 90)» qui est le mieux adapté à notre problématique. Il permet de déterminer l'ensemble des paramètres thermo-mécaniques liés à l'évolution d'un assemblage dense des particules rigides ou non déformables. Ce qui passe par la résolution implicite des équations thermique et dynamique de contact frottant avec des lois non continues (non-régulières).

Nous avons retenu dans ce travail, la modélisation par l'approche NSCD, dont les principes de base sont présentés dans le paragraphe (II.3).

Cet axe de recherche suit la méthode par éléments discrets (MED) développée par D. Richard [RIC 08] qui a pris en considération la combinaison entre les algorithmes de calcul de mécanique générale et de la thermique. Les étapes principales de sa stratégie de calcul suivie que nous illustrons sur la figure II.4, sont les suivantes:

- 1- la conformation des coordonnées initiales des éléments à l'instant t_0 tels que les positions, vitesses, accélérations et températures ;

- 2- la prédiction des coordonnées cinématiques initiales (positions, vitesses) des particules, qui servent à la détermination de leurs vitesses virtuelles à un instant t^* ;
- 3- la recherche des points de contact (détection des contacts) sur l'ensemble du domaine granulaire ;
- 4- le calcul des forces des interactions entre éléments ainsi que la chaleur générée dans le contact;
- 5- la correction de la configuration du système avec la prise en compte des paramètres thermo-mécaniques calculés dans la phase précédente.

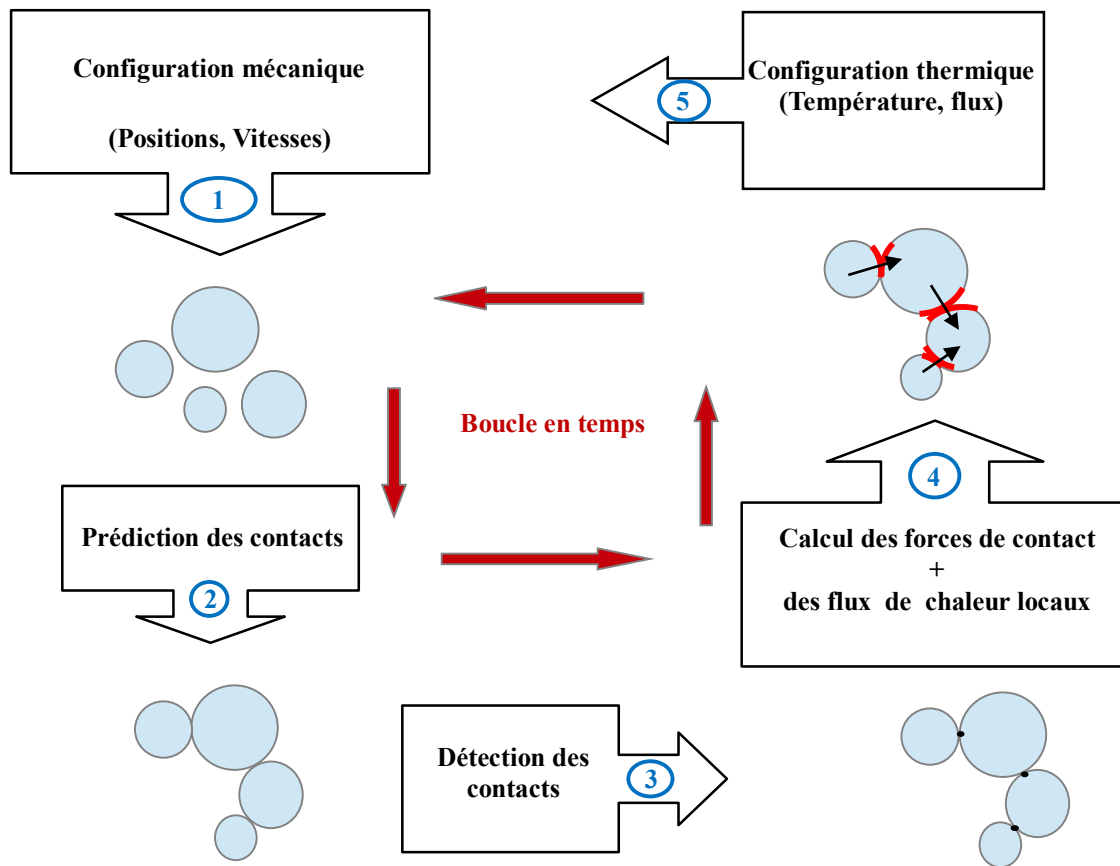


Figure II.4: Méthodologie de calcul thermo-mécanique liée aux méthodes par éléments discrets (MED)

II.5 LOGICIEL

Comme dit précédemment, nous avons utilisé le logiciel "Plate-forme¹ **LMGC90**" (Logiciel de **M**écanique **G**érant le **C**ontact écrit en fortran **90**). Ce code de calcul est développé par Jean Moreau (1995-1999) qui propose de déterminer l'évolution d'un assemblage dense de particules qu'il soit rigides ou déformables. Il permet la résolution implicite de l'équation de la

¹<https://git-xen.lmgc.univ-montp2.fr/lmgc90>

dynamique en prenant en compte les lois de contact discontinu et frottant tels que: la condition unilatérale de contact de *Signorini*, loi de choc et la condition de frottement de *Coulomb*. Cet outil numérique de recherche est basé sur l'approche NSCD (Non-Smooth Contact Dynamics Method) qui permet de traiter et d'analyser des problèmes de contact entre les particules dans les modèles numériques bidimensionnel (2D) et tridimensionnel (3D). Ce logiciel fut utilisé par beaucoup de chercheurs à Montpellier [REN 04a, REN 04b, AZE 07, SAU 04, MAR 10, ICE 10] pour résoudre différents problèmes.

II.6 CONCLUSION

Dans ce chapitre nous avons présenté la méthode NSCD, qui est la plus adaptée à notre étude. Cette méthode est implémentée dans le logiciel LMGC90, que nous avons utilisé.

La stratégie suivie était de définir les différentes conditions de simulations, tel que le matériau, la géométrie, les sollicitations tribologiques et les lois d'interaction entre les particules du 3^e corps (grains).

Une combinaison entre l'étude mécanique et thermique a été intégrée dans notre modélisation thermo-mécanique qui se base sur des équations dynamique et thermique en présence des lois d'interaction (loi du contact unilatéral avec frottement sans cohésion IQS-CLB, loi du contact unilatérale cohésive IQS-WET). Nous avons choisi ces lois dans le but d'apporter des nouvelles réponses sur le comportement "thermo-mécanique" local du 3^e corps au cours du frottement.

D'un point de vue mécanique, la résolution du problème multi-contacts est effectuée par l'algorithme Gauss-Seidel non-linéaire (**NLGS**) après l'intégration temporelle des équations par θ -méthode, qui est utilisée aussi dans la résolution thermique.

Ces résolutions des équations du modèle ont permis de déterminer les paramètres de base tels que : les variables locales (\mathbf{r} , \mathbf{u}) et globales (\mathbf{R} , $\dot{\mathbf{q}}$), les températures des particules et le coefficient de frottement, pour simuler les phénomènes de la génération de chaleur par frottement et le transfert thermique par conduction qui caractérise ce comportement.

Des expériences numériques préliminaires sont nécessaires pour montrer l'influence de quelques paramètres sur les résultats numériques (convergence, choix des conditions de cisaillement). Ce que nous exposerons dans le chapitre IV.

CHAPITRE : III

AIDE AU DIMENSIONNEMENT D'UN MODÈLE EXPÉRIMENTAL

Dans ce chapitre, nous présentons l'aide au dimensionnement d'un dispositif expérimental baptisé Tribo-Gral. Au préalable, nous allons procéder à une vérification de l'isolement thermique de ce dispositif par le logiciel « COMSOL Multiphysics ». Cette vérification concerne la perte de chaleur et le flux aux niveaux des endroits les plus vulnérables des différents éléments constituant du système. Ceci permet de choisir le matériau convenable des premiers corps du modèle numérique étudié ci-après.

Sommaire

III.1 MODÈLE EXPÉRIMENTAL.....	35
III.2 VÉRIFICATION DE L'ISOLATION THERMIQUE DE L'ENCEIN- TE DE CONFINEMENT.....	36
III.2.1 Formalisme de la simulation thermique.....	37
III.2.2 Conditions aux limites et conditions initiales	38
III.2.3 Choix du matériau du 3 ^e corps.....	39
III.2.4 Vérification de l'isolement selon le matériau et le jeu	39
III.2.5 Récapitulatif de vérification de l'isolement thermique.....	62
III.3 CONCLUSION	63

III.1 MODÈLE EXPÉRIMENTAL

Les approches par éléments discrets sont utilisées pour simuler la rhéologie des troisièmes corps solides, aussi bien d'un point de vu mécanique [FIL 04a] que thermique [RIC 08]. Cependant, il ne faut pas oublier que les troisièmes corps solides ne sont pas des collections de particules rigides, et que le but est de faire une analogie entre les observations numérique et expérimentale.

Toutefois dans le but d'être de prédictif, un dispositif expérimental a été pensé pour pouvoir reproduire les essais numériques en analysant leur comportement mécanique et thermique.

Le principe de ce dispositif baptisé "Tribo-Gral", consiste à cisailier un milieu granulaire confiné entre deux patins et deux rondelles en verre intérieure et extérieure (enceinte de confinement (*cf.* Figure III.1)).

Le patin supérieur est soumis à des sollicitations tribologiques (pression perpendiculaire à la cellule de cisaillement et vitesse de rotation) tandis que le patin inférieur est fixe.

Ce dispositif instrumenté permet de suivre l'évolution :

- de la température dans les différents lieux autour de l'enceinte de confinement,
- de la force de chargement (F_N) qui permet de déterminer la pression,
- de la force tangentielle qui permet de déterminer le coefficient de frottement global,
- du déplacement vertical du patin supérieur.

En plus des instruments, nous pouvons suivre visuellement l'évolution cinématique (déplacement et vitesse) du milieu granulaire (3^e corps). En effet les billes peuvent-être coloriées différemment et disposées en cellules et rangées selon certaines géométries, ce qui contraste le mouvement des billes.

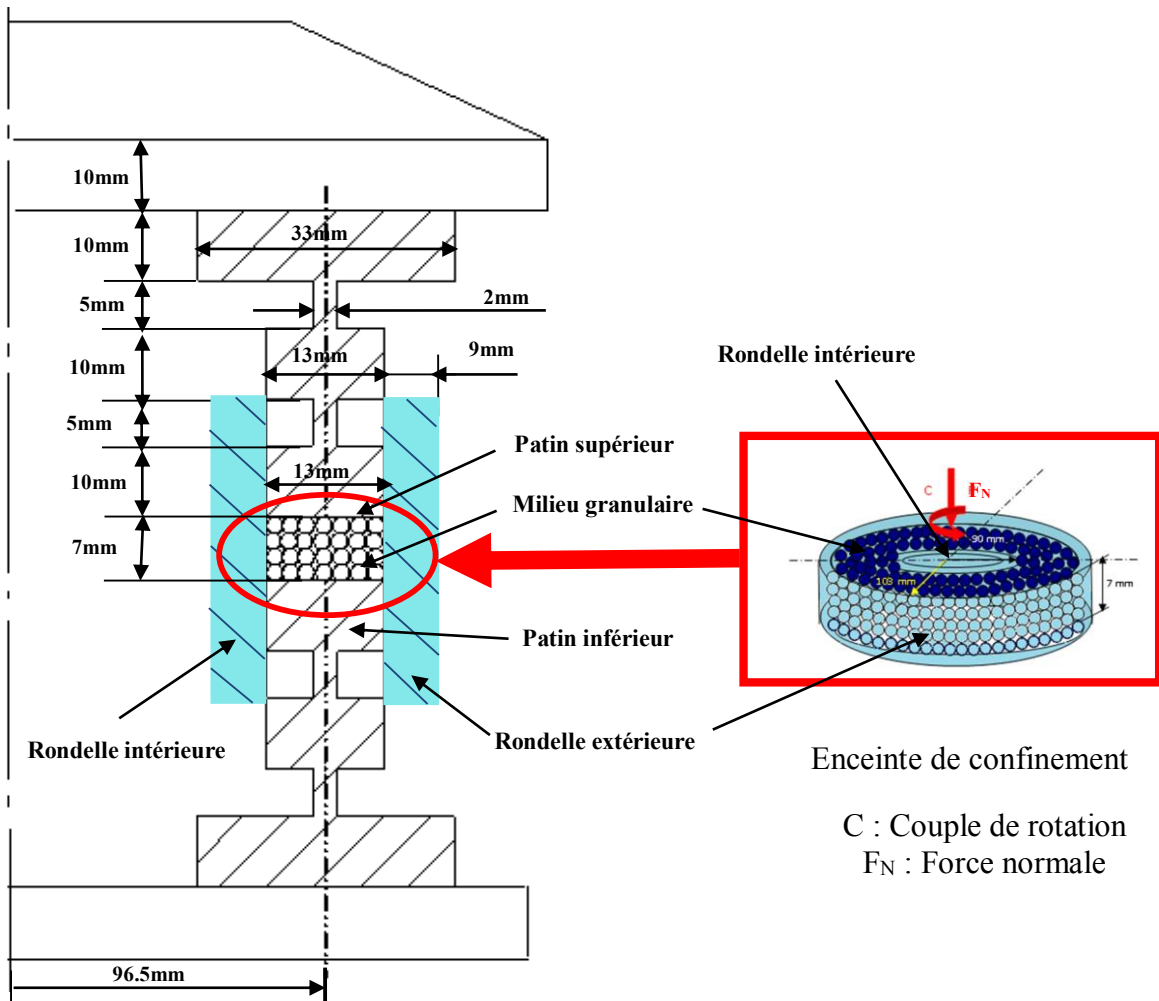


Figure III.1 : Schéma du modèle expérimental selon le dispositif *Tribo-Gral*

III.2 VÉRIFICATION DE L'ISOLATION THERMIQUE DE L'ENCEINTE DE CONFINEMENT

Dans le but d'assurer la conservation d'énergie du système, nous allons vérifier l'isolation thermique de l'enceinte de confinement à l'aide du logiciel *COMSOL Multiphysics*. Cette vérification concerne la perte de chaleur et le flux aux niveaux des endroits les plus vulnérables de l'enceinte de confinement, qui sont principalement :

- l'existence de jeux entre les patins et les rondelles (cf. Figure III.2) ;
- les patins, où nous allons tester deux types de matériau, afin de choisir le meilleur isolant.

Quant aux rondelles, elles sont en verre d'épaisseur suffisante pour assurer un bon isolement. Puisque notre simulation est bidimensionnelle dans le cas statique, nous considérons le troisième corps sous forme de très petites billes comme un milieu continu.

La procédure de la simulation suivie est présentée par l'organigramme suivant :

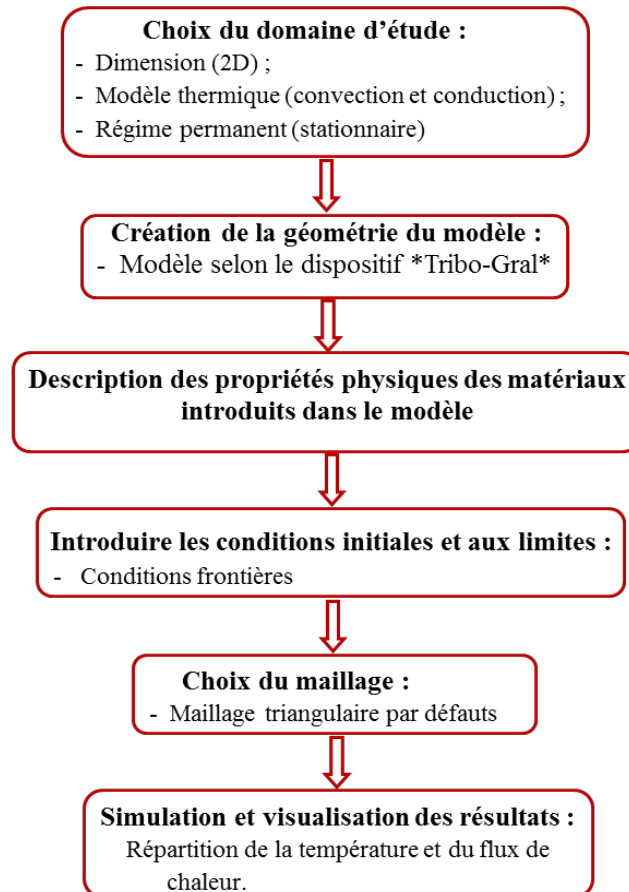


Figure III.2 : Procédure de calcul de la température et du flux de chaleur dans l'enceinte de confinement

III.2.1 Formalisme de la simulation thermique

Il est évident que le transfert thermique de notre modèle s'effectue par convection et conduction. Ceci nous a permis de sélectionner dans le logiciel « COMSOL Multiphysics », les équations thermiques concernées dans notre cas.

- L'évolution de la température est calculée par l'équation générale de conduction de la chaleur (d'après la loi de Fourier) :

$$k\left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2}\right) = \rho C_p \frac{\partial T}{\partial t} \quad (\text{III.1})$$

Comme le régime est permanent ainsi que le modèle est bidimensionnel, alors l'équation (III.1) devient :

$$k\left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2}\right) = 0 \quad (\text{III.2})$$

- Le flux de chaleur transféré par conduction (φ_{cond}) est donné par :

$$\varphi_{cond} = -k \cdot S_f \cdot \frac{\partial T}{\partial(x; y)} \quad (III.3)$$

- L'expression du flux de chaleur en convection thermique (φ_{conv}) est donnée par la loi de Newton :

$$\varphi_{conv} = h_v \cdot S_c \cdot (T_\infty - T_s) \quad (III.4)$$

III.2.2 Conditions aux limites et conditions initiales

Les conditions aux limites et initiales qui sont imposées sur les éléments constituant l'enceinte de confinement (cf. Figure III.3.) sont :

- la température initiale pour tous les éléments (3^e corps, patins, rondelles) est égale à la température ambiante normale 293 K (20°C) ;
- selon le dispositif expérimental Tribo-Gral, la valeur du jeu entre les rondelles et les patins doit être inférieure au diamètre minimal des billes du 3^e corps (jeu < 0,45mm) ;
- afin de vérifier l'isolation thermique de l'enceinte de confinement, nous allons placer une source de chaleur fictive linéaire horizontale, qui se déplace entre le 3^e corps et le patin mobile. Nous avons choisi sa température égale à 300 K (27°C), qui est un bon compromis, qui mettra en évidence la diffusion thermique sans pour autant provoquer des échauffements inutiles pouvant fragiliser les billes en verre creux.

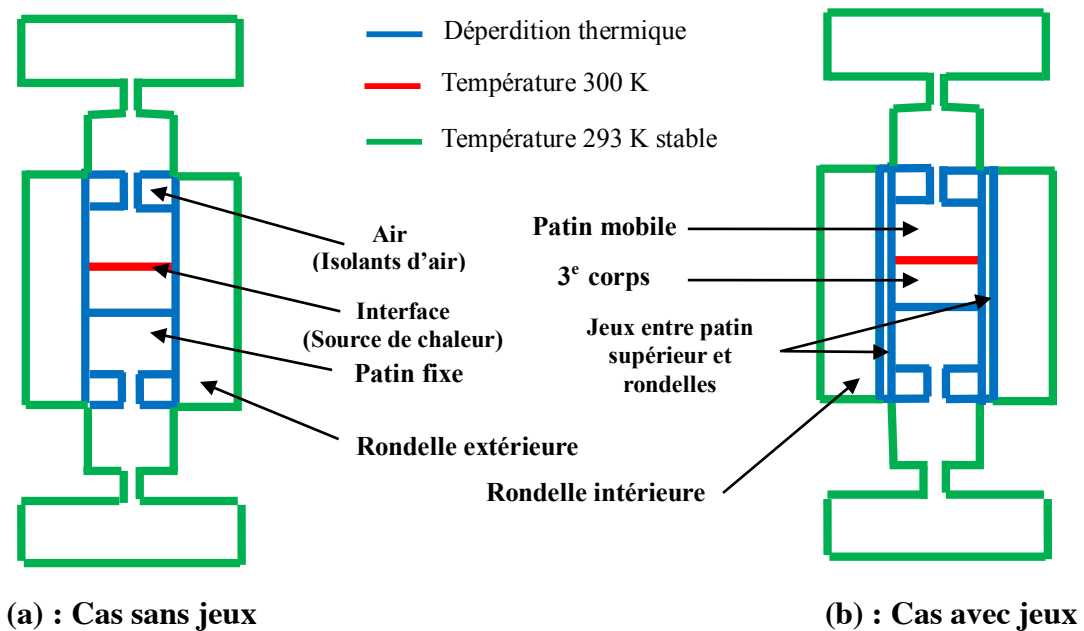


Figure III.3 : Conditions aux limites et initiales de l'enceinte de confinement

III.2.3 Choix du matériau du 3^e corps

Nous avons choisi le matériau du 3^e corps en verre pour :

- ses propriétés thermiques (faible conductivité), qui permet la conservation de l'énergie du au frottement dans la couche du troisième corps,
- sa transparence permettant de suivre l'évolution de la température par infrarouge,
- sa fabrication facile et son faible coût...

Les deux patins sont choisis en laiton pour ses propriétés mécaniques (bonne résistance) et thermiques (faible conductivité). Deux nuances de laitons seront testées le CuZn22Al2 et le CuZn5.

Le tableau III.1 représente les différentes caractéristiques thermiques des matériaux utilisés dans le dispositif.

Tableau III.1 : Caractéristiques thermiques des matériaux du modèle

	Matériau	Conductivité thermique [W.m ⁻¹ .K ⁻¹]	Capacité thermique [J/kg.K]
Patins	Laiton CuZn22Al2	100	376
	Laiton CuZn5	234	376
3^e Corps	Verre : Sodo- Calcique	0,9 à 1,3	980

III.2.4 Vérification de l'isolement selon le matériau et le jeu

Cette vérification concerne les frontières du milieu granulaire, *i.e.* les interfaces entre patins/troisième corps et rondelle/troisième corps. Deux matériaux seront testés avec et sans jeu, ce qui nous donnera quatre configurations possibles. Nous allons présenter les cas suivants :

1. Laiton CuZn22Al2, sans jeux,
2. Laiton CuZn22Al2, avec jeux,
3. Laiton CuZn5, avec jeux,
4. Laiton CuZn5, sans jeux.

III.2.4.1 Vérification de l'isolement dans le cas du laiton CuZn22Al2, sans jeux

a) Distribution de la température

La figure III.4 présente un résultat de simulation obtenu avec COMSOL Multiphysics dans le cas du Laiton CuZn22Al2, sans jeu.

On peut observer l'évolution de la température et aussi observer les points chauds de la structure.

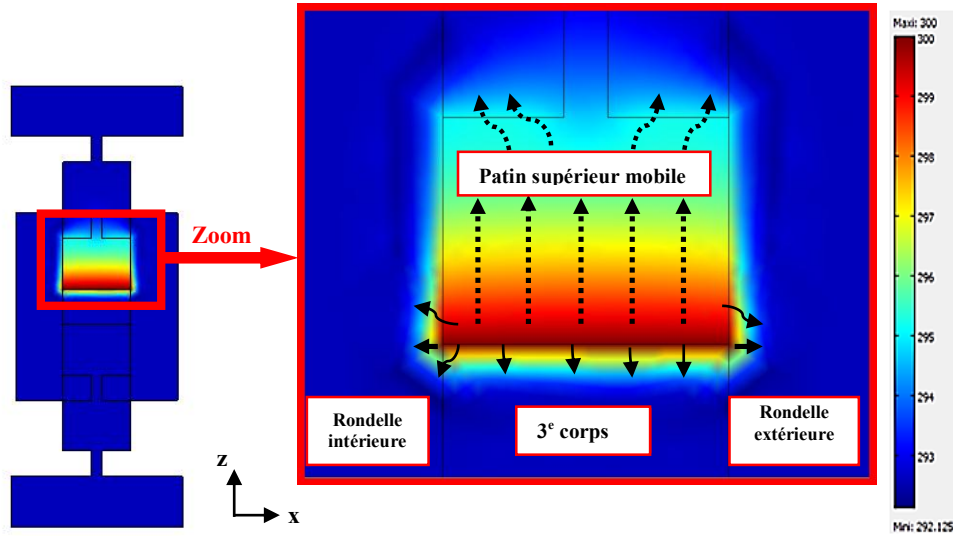


Figure III.4 : Distribution de la température dans l'enceinte de confinement (cas du Laiton CuZn22Al2, sans jeux)

Les directions possibles de diffusion de chaleur dans l'enceinte de confinement sont représentées sur la figure III.4 par des flèches. Cependant, la diffusion est sans doute plus importante dans la direction z (de la source de chaleur vers le patin supérieur), du fait des conductivités thermiques des matériaux en présence.

a.1) Patin mobile supérieur

Les figures (III.5, III.6) présentent la distribution de la température dans le patin mobile, elles montrent que :

- la température atteint la valeur maximale 300 K à la frontière de l'interface patin mobile supérieur/troisième corps, (point A) ;
- la température s'atténue progressivement jusqu'à la valeur de 293 K (point B), à 13,8 mm de l'interface, puis se maintient à cette valeur de température ambiante ;
- la température au niveau du patin mobile se disperse d'une façon linéaire le long de la distance AB puis se stabilise.

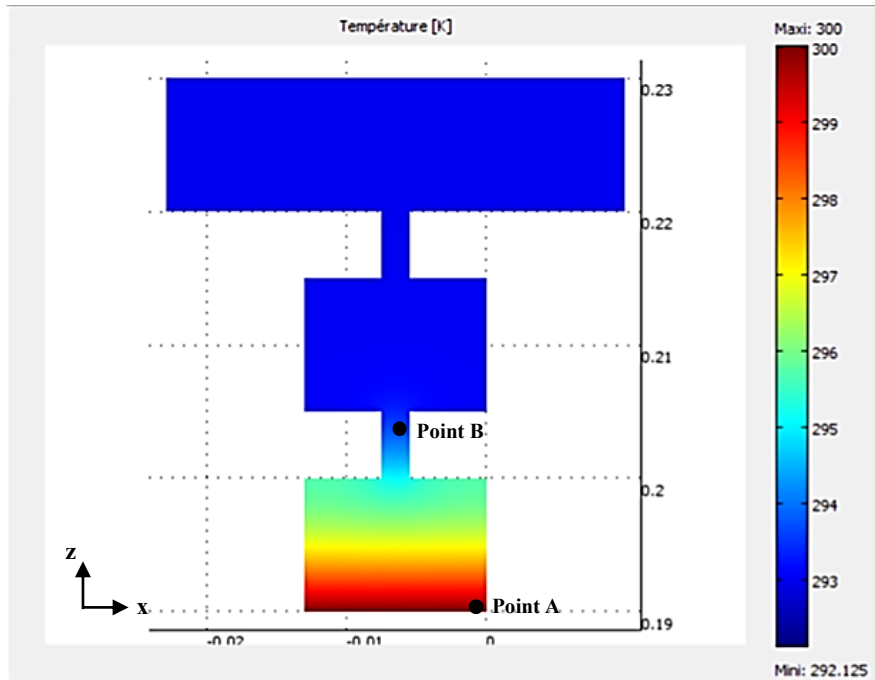


Figure III.5 : Distribution de la température dans le patin supérieur mobile (cas du Laiton CuZn22Al2, sans jeux)

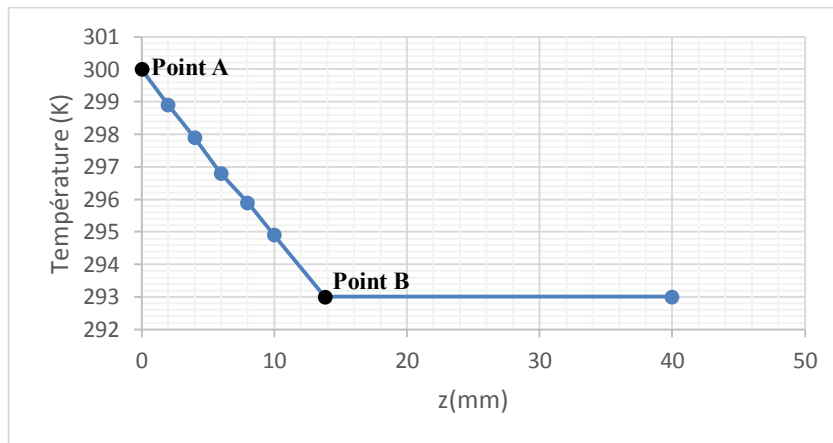


Figure III.6 : Évolution de la température dans le patin supérieur mobile le long de sa hauteur (suivant z), (cas du Laiton CuZn22Al2, sans jeux)

a.2) Troisième corps

Les figures (III.7, III.8) illustrent la distribution de la température dans le 3^e corps continu, ces figures montrent que :

- la température atteint la valeur maximale 300 K à la frontière de l'interface patin mobile supérieur/troisième corps, (point A) ;
- la température s'atténue progressivement jusqu'à la valeur de 293 K (point B), à 1,6 mm de l'interface, puis se maintient à cette valeur de température ambiante ;

- la température au niveau du 3^e corps se disperse d'une façon linéaire le long de la distance AB puis se stabilise.

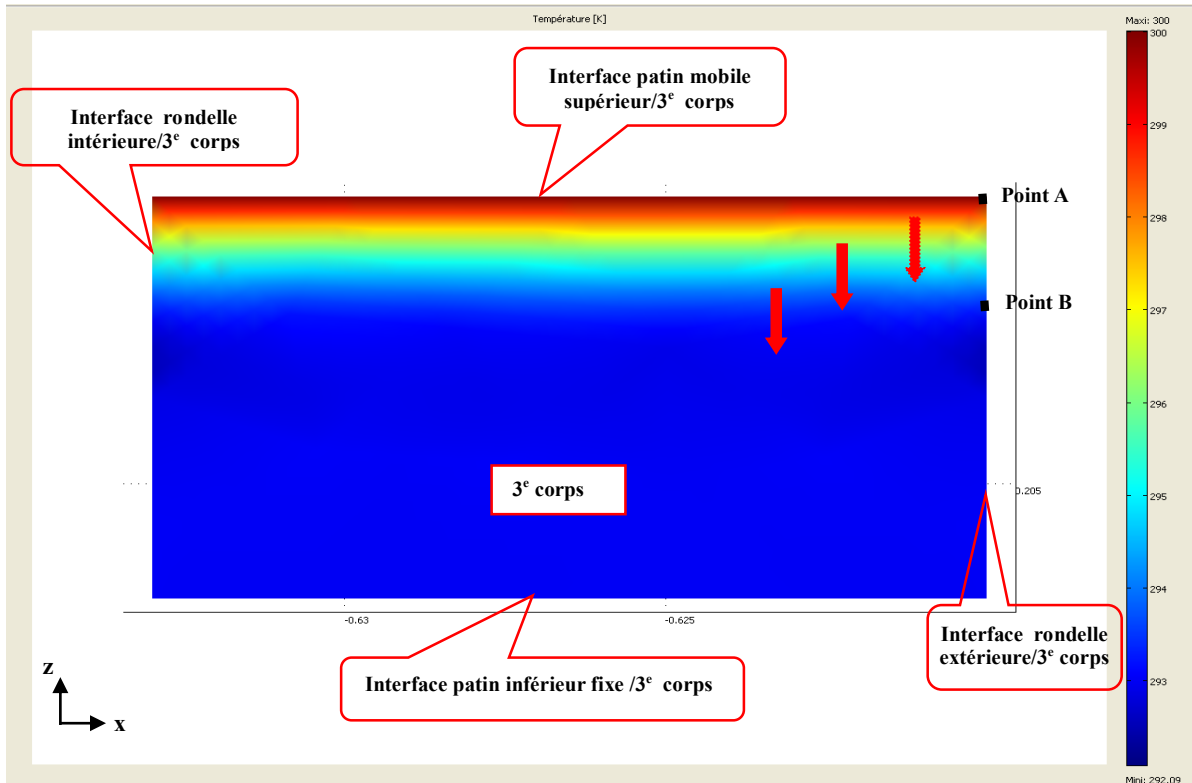


Figure III.7 : Distribution de la température dans le 3^e corps (cas du Laiton CuZn22Al2, sans jeux)

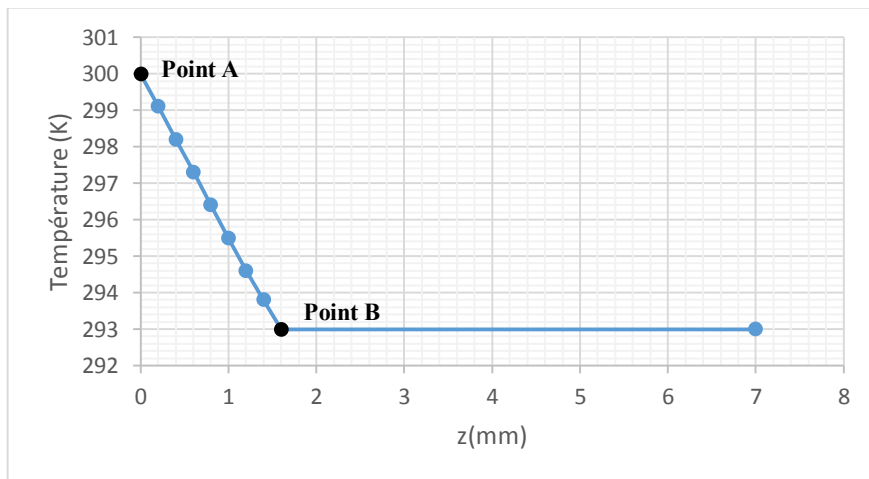


Figure III.8 : Évolution de la température dans le 3^e corps le long de sa hauteur (suivant z) (cas du Laiton CuZn22Al2, sans jeux)

a.3) Rondelles

Les figures (III.9, III.10) présentent la distribution de la température dans les rondelles. Elles montrent que :

- la température atteint une valeur maximale 293,19 K à la frontière des interfaces rondelles/troisièmes corps, (point A) ;
- la température s'atténue progressivement jusqu'à la valeur de 293 K (point B), à 1,6 mm de l'interface, puis se maintient à cette valeur de température ambiante ;
- la température au niveau des rondelles se disperse d'une façon linéaire le long de la distance AB puis se stabilise.

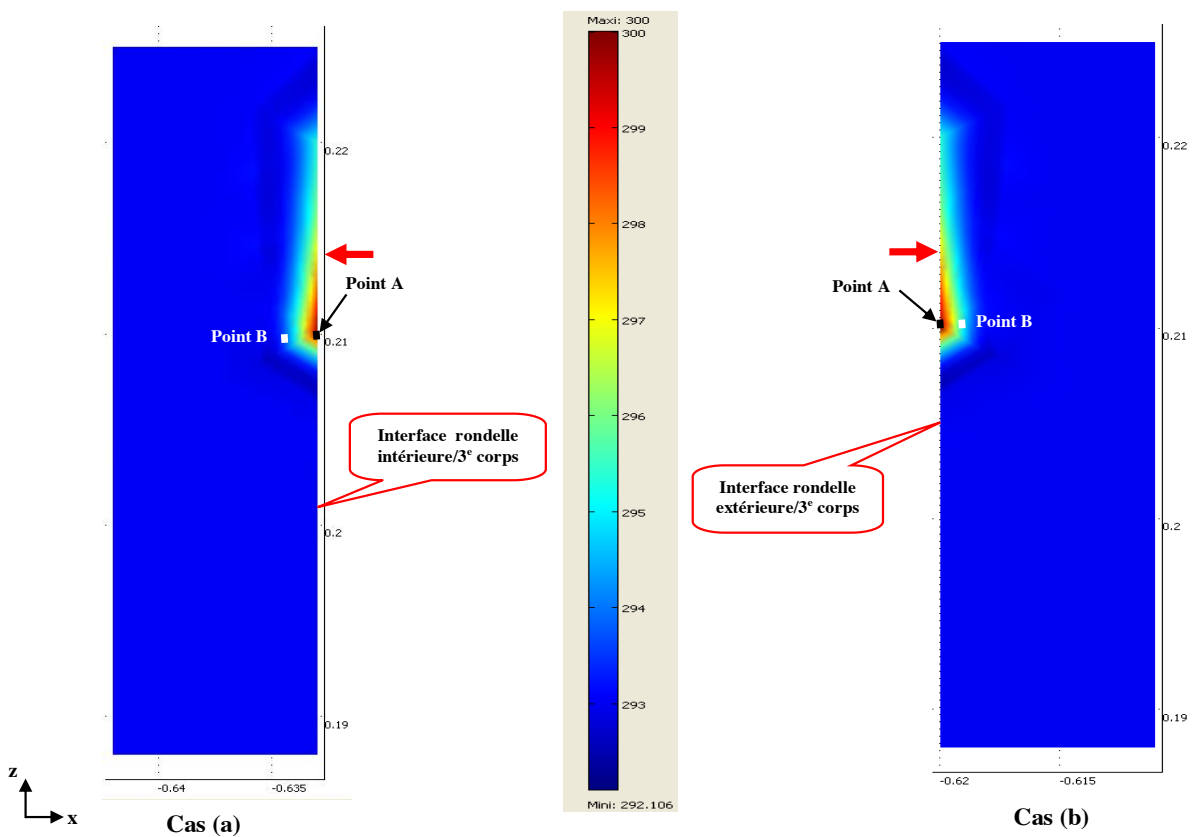


Figure III.9 : Distribution de la température dans les rondelles en verre, (a) : Rondelle intérieure (côté gauche) et (b) : Rondelle extérieure (côté droit) (cas du Laiton CuZn22Al2, sans jeux)

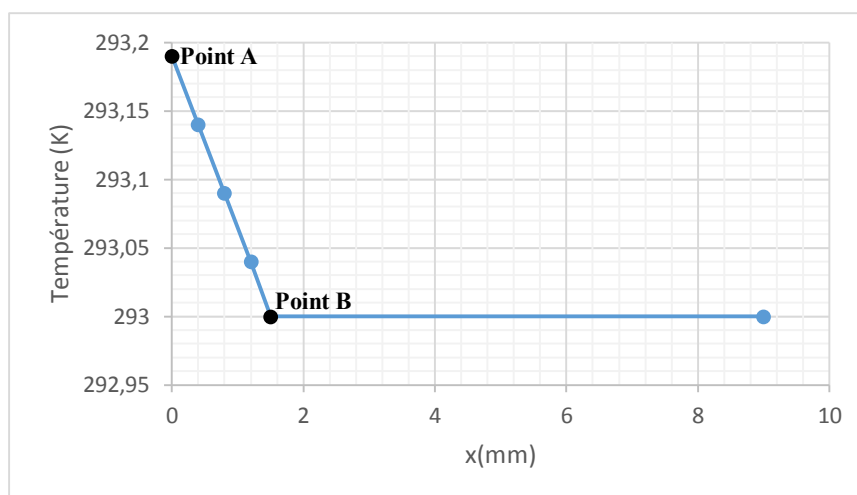


Figure III.10 : Évolution de la température dans les rondelles en verre le long de sa largeur (suivant x), (cas du Laiton CuZn22Al2, sans jeux)

b) Diffusion du flux de chaleur

La figure III.11 présente la diffusion du flux de chaleur dans les différents éléments de l'enceinte de confinement. On peut observer les zones du flux maximal de la structure.

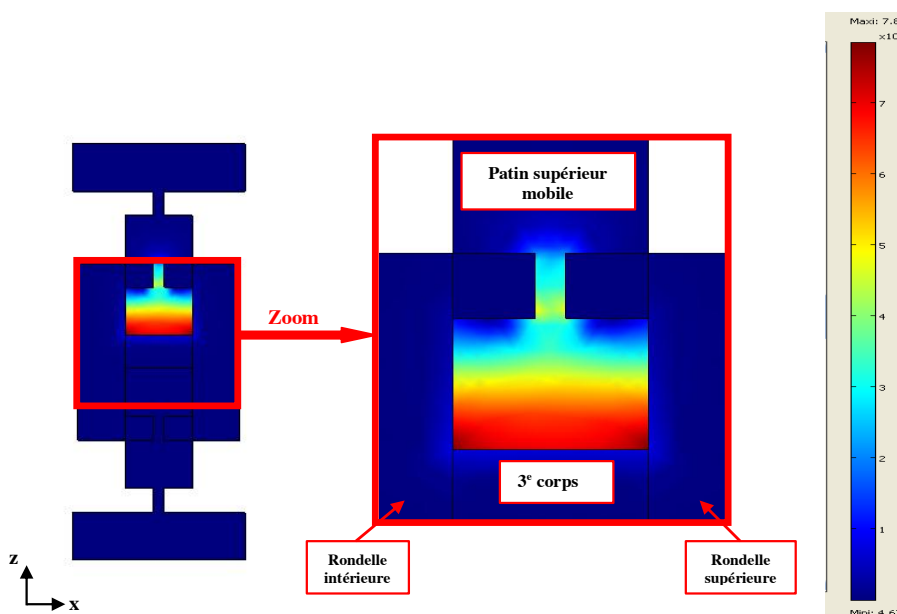


Figure III.11 : Diffusion du flux de chaleur dans les différents éléments de l'enceinte de confinement : (cas du Laiton CuZn22Al2, sans jeux)

b.1) Patin mobile supérieur

Les figures (III.12, III.13) illustrent la diffusion du flux de chaleur dans le patin mobile. Elles montrent que :

- la densité du flux de chaleur atteint une valeur maximale $78,42.10^3 \text{ W/m}^2$ à la frontière de l'interface patin mobile supérieur/troisième corps, (point A);
- la densité du flux de chaleur s'atténue progressivement jusqu'à la valeur de 0 W/m^2 (point B), à 10 mm de l'interface ;
- le flux de chaleur se diffuse d'une façon symétrique par rapport à l'axe verticale du patin supérieur mobile supérieur (axe de symétrie);
- l'évolution du flux de chaleur tout au long de la hauteur limitée par les points A et B (distance AB suivant z) est linéaire.

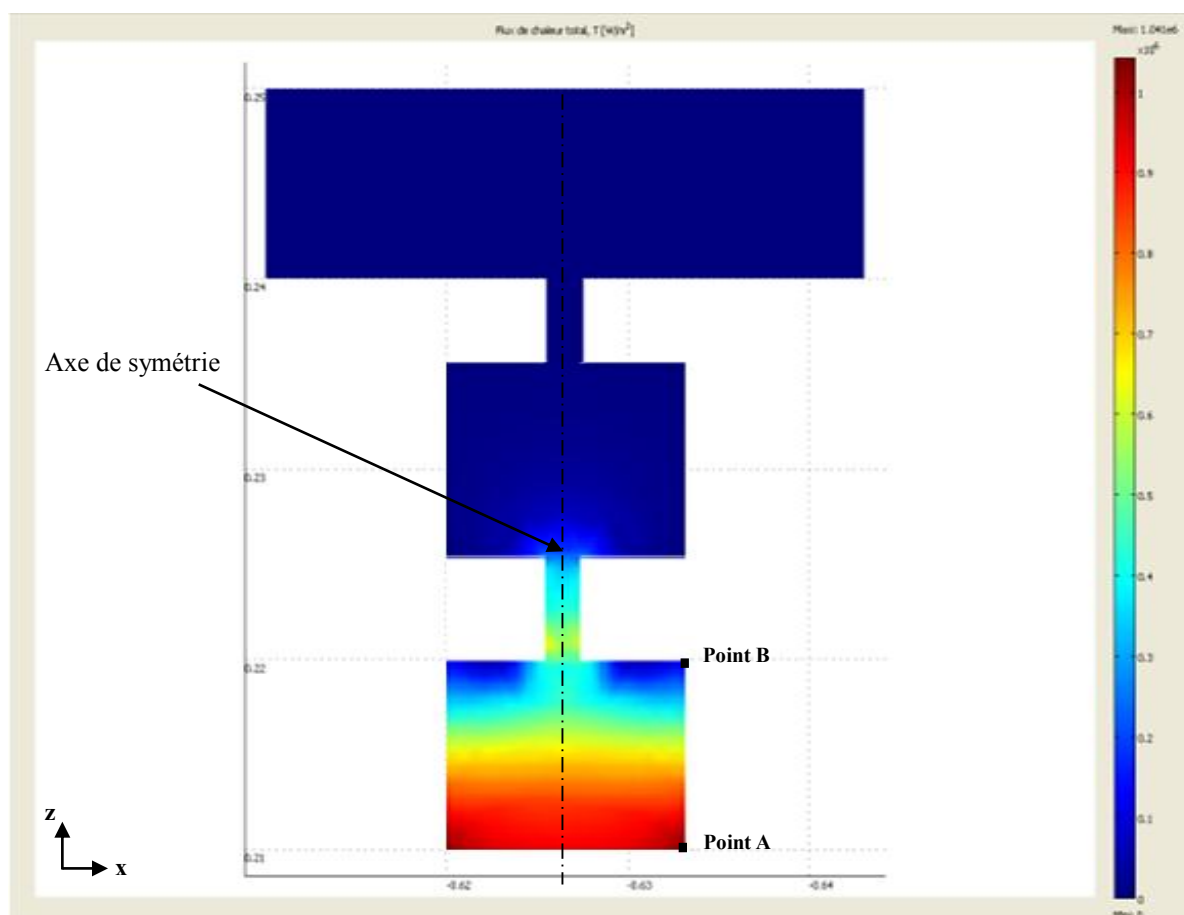


Figure III.12 : Diffusion du flux de chaleur dans le patin supérieur mobile (cas du Laiton CuZn22Al2, sans jeux)

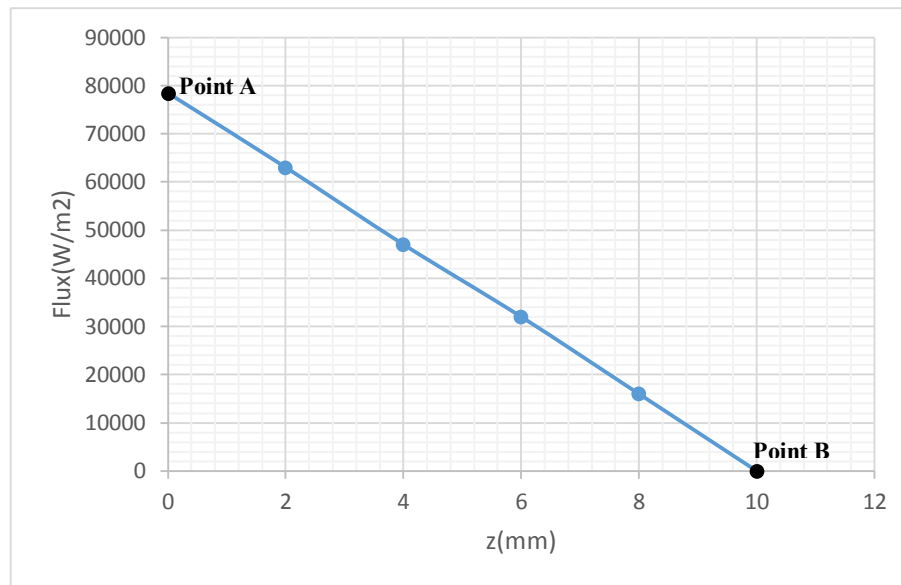


Figure III.13 : Évolution du flux de chaleur dans le patin supérieur mobile le long de la hauteur AB (suivant z), (cas du Laiton CuZn22Al2, sans jeux)

b.2) Troisième corps

Les figures (III.14, III.15) présentent la diffusion du flux de chaleur dans le 3^e corps continu. Elles montrent que :

- la densité du flux de chaleur atteint une valeur maximale 6300 W/m^2 à la frontière de l'interface patin mobile supérieur/troisième corps, (point A) ;
- la densité du flux de chaleur s'atténue progressivement jusqu'à la valeur de 0 W/m^2 (point B), à 7 mm de l'interface ;
- le flux de chaleur au niveau du patin mobile supérieur se diffuse d'une façon linéaire le long de la distance AB puis se stabilise.

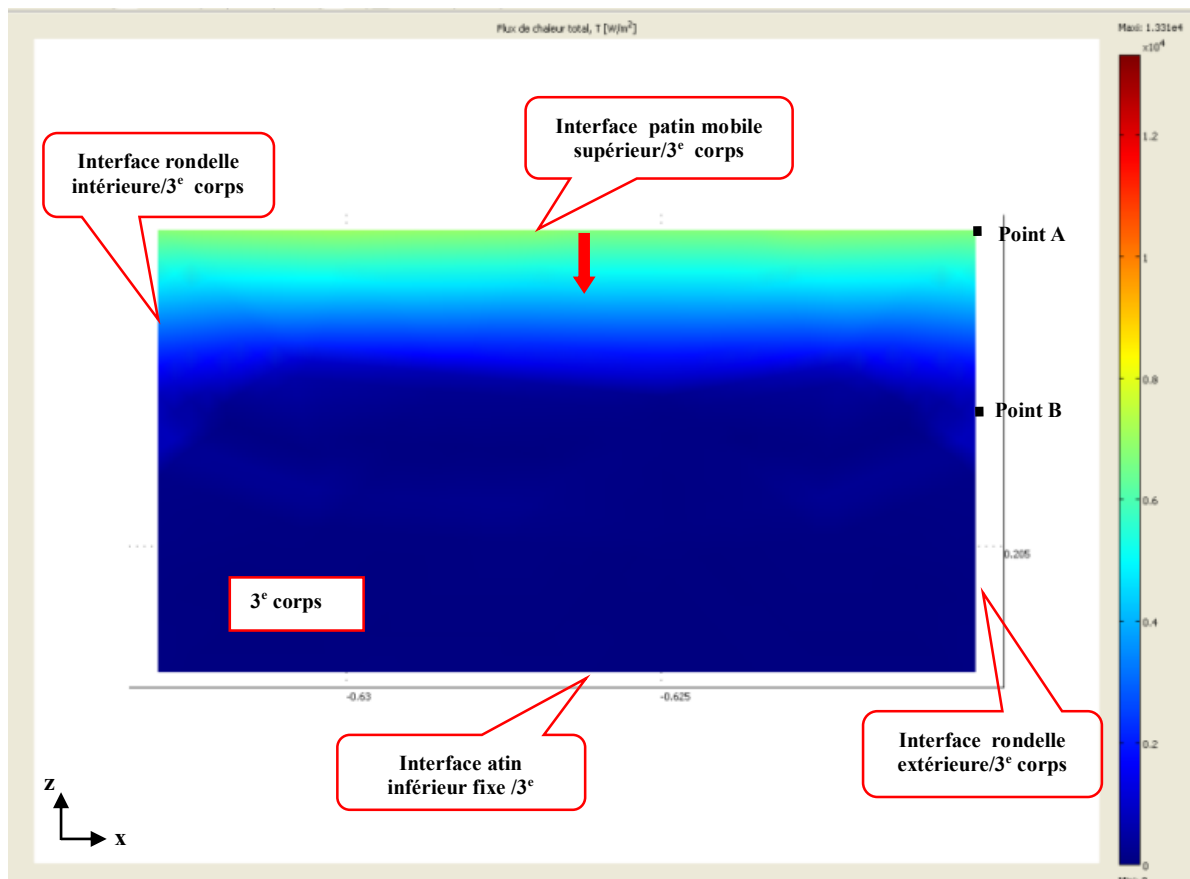


Figure III.14 : Diffusion du flux de chaleur dans le 3^e corps (cas du Laiton CuZn22Al2, sans jeux)

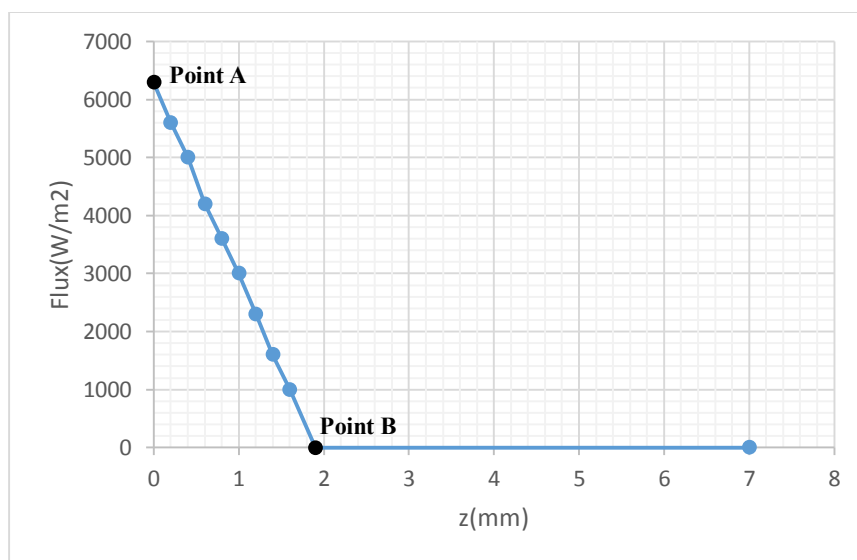


Figure III.15: Évolution du flux de chaleur dans le 3^e corps le long de sa hauteur (suivant z) (cas du Laiton CuZn22Al2, sans jeux)

b.3) Rondelles

Les figures (III.16, III.17) présentent la diffusion du flux de chaleur dans les rondelles en verre. Elles montrent que :

- la densité du flux de chaleur atteint une valeur maximale 8000 W/m^2 à la frontière des interfaces rondelles/troisièmes corps, (point A) ;
- la densité du flux de chaleur s'atténue progressivement jusqu'à la valeur de 0 W/m^2 (point B), à 9 mm de l'interface ;
- le flux de chaleur aux niveaux des rondelles se diffuse d'une façon linéaire le long de distance AB puis se stabilise.

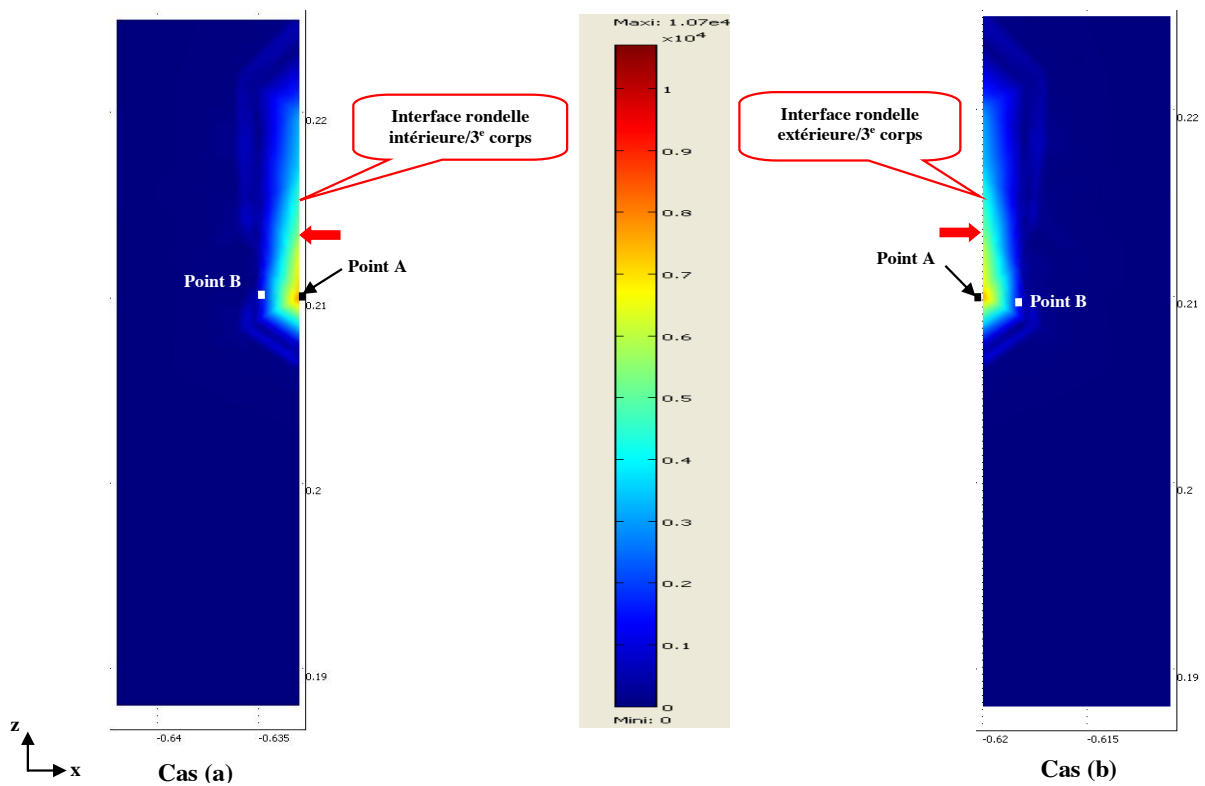


Figure III.16 : Distribution du flux de chaleur dans les rondelles en verre, (a) : Rondelle intérieure (côté gauche) et (b) : Rondelle extérieure (côté droit) (cas du Laiton CuZn22Al2, sans jeux)

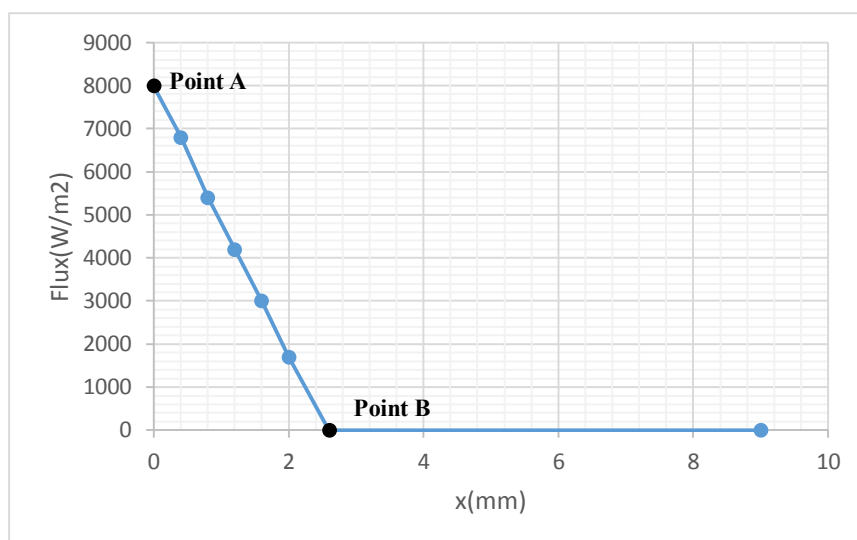


Figure III.17 : Évolution du flux de chaleur dans les rondelles en verre le long de sa largeur (suivant x), (cas du Laiton CuZn22Al2, sans jeux)

III.2.4.2 Vérification de l'isolement dans le cas du laiton CuZn22Al2, avec jeux

a) Distribution de la température

À l'aide de la Figure III.18, nous présentons un résultat de simulation obtenu avec COMSOL Multiphysics dans le cas du laiton CuZn22Al2, avec jeux.

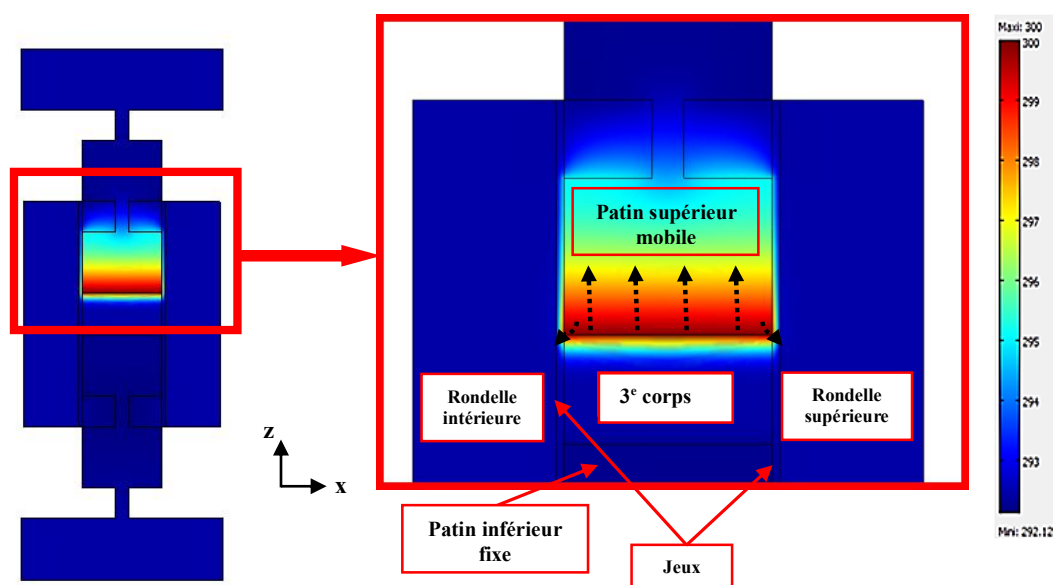


Figure III.18 : Distribution de la température dans les différents éléments de l'enceinte de confinement (cas du Laiton CuZn22Al2, avec jeux)

De même que le cas précédent, les directions possibles de diffusion de chaleur dans l'enceinte de confinement sont représentées sur la figure III.18 par des flèches. Cependant, la diffusion est sans doute plus importante dans la direction z (de la source de chaleur vers le patin supérieur), du fait des conductivités thermiques des matériaux en présence.

a.1) Patin mobile supérieur

Les figures (III.19, III.20) présentent la distribution de la température dans le patin supérieur mobile. Elles montrent que :

- la température atteint la valeur maximale 300 K à la frontière de l'interface patin mobile supérieur/troisième corps, (point A) ;
- la température s'atténue progressivement jusqu'à la valeur de 293 K (point B), à 13,5 mm de l'interface, puis se maintient à cette valeur de température ambiante ;
- la température au niveau du patin mobile se disperse d'une façon linéaire le long de la distance AB puis se stabilise.

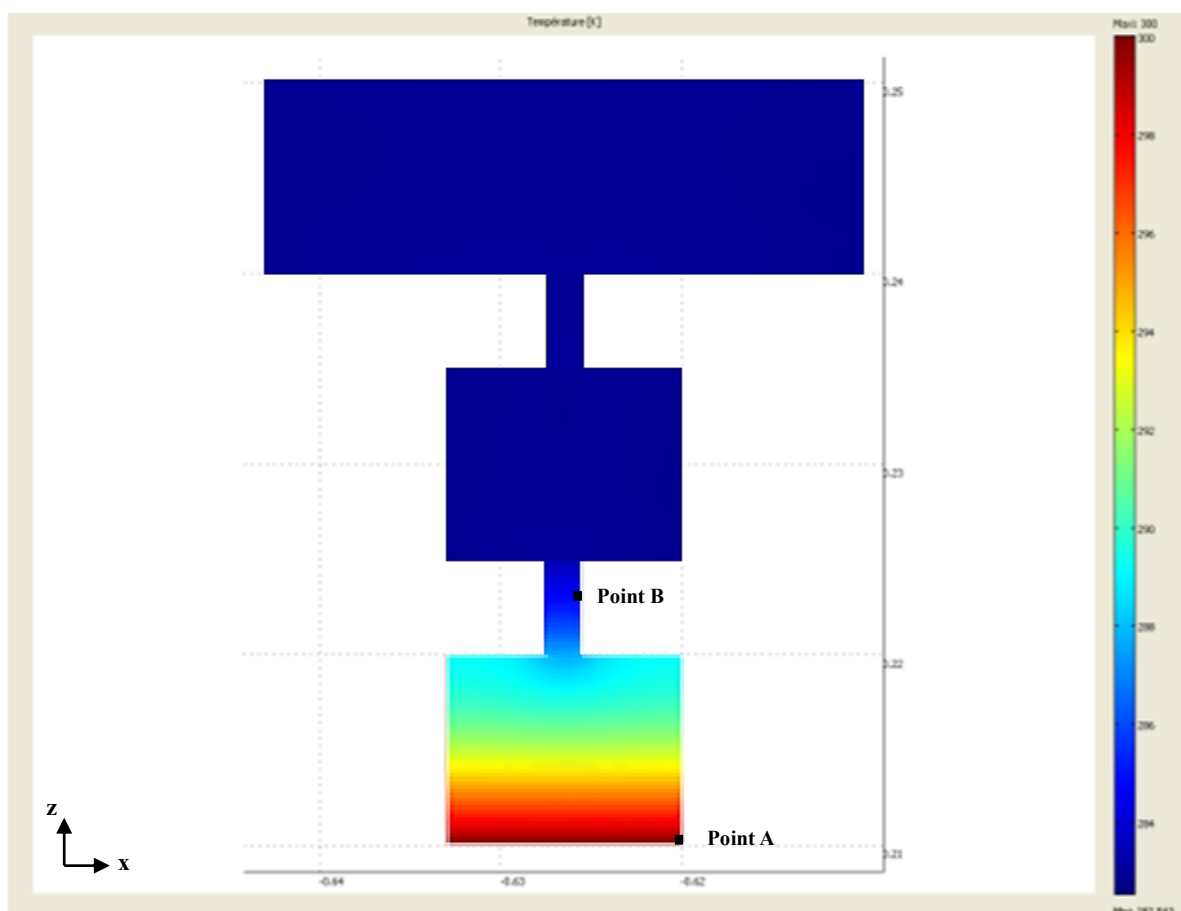


Figure III.19 : Distribution de la température dans le patin supérieur mobile (cas du Laiton CuZn22Al2, avec jeux)

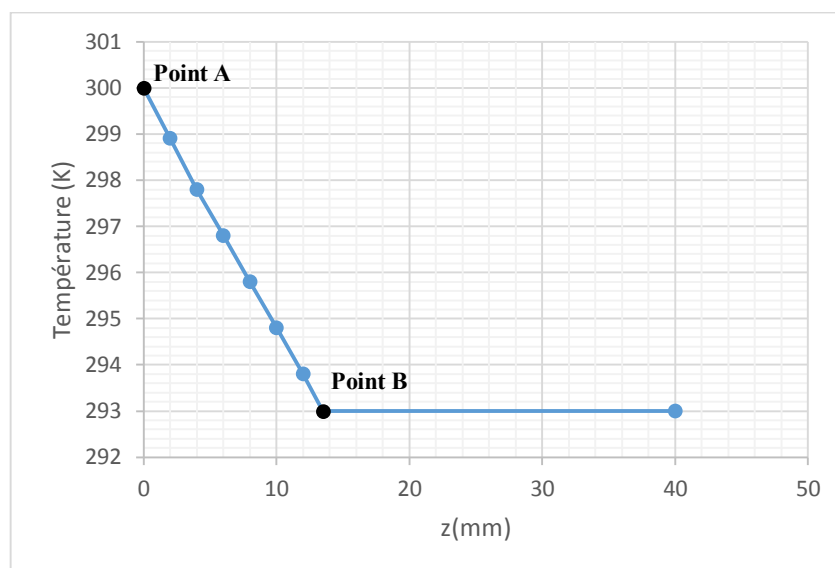


Figure III.20 : Évolution de la température dans le patin supérieur mobile le long de sa hauteur (suivant z), (cas du Laiton CuZn22Al2, avec jeux)

a.2) Troisième corps

Les figures (III.21, III.22) illustrent la distribution de la température dans le 3^e corps. Elles montrent que :

- la température atteint la valeur maximale 300 K à la frontière de l'interface patin mobile supérieur/troisième corps, (point A) ;
- la température s'atténue progressivement jusqu'à la valeur de 293 K (point B), à 1,6 mm de l'interface, puis se maintient à cette valeur de température ambiante ;
- la température au niveau du 3^e corps se disperse d'une façon linéaire le long de la distance AB puis se stabilise.

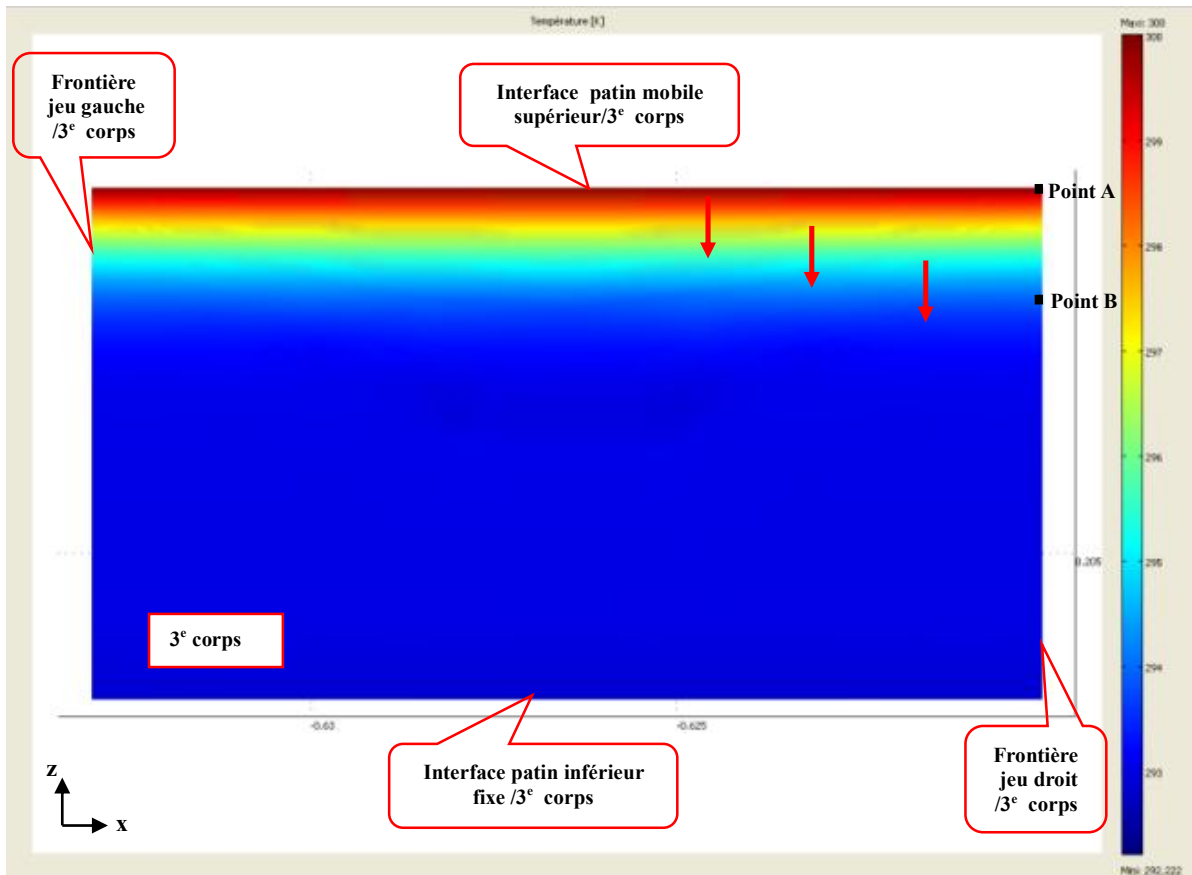


Figure III.21 : Distribution de température dans le 3° corps (cas du Laiton CuZn22Al2, avec jeux)

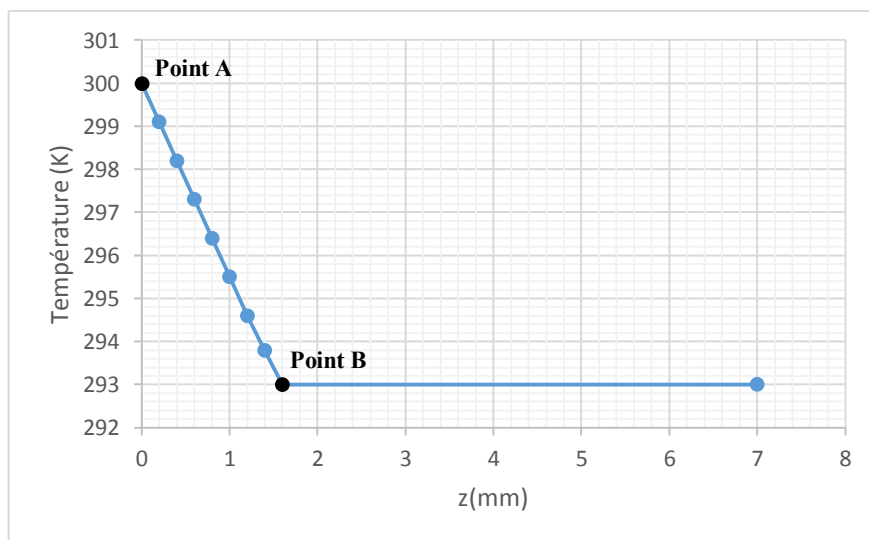


Figure III.22 : Évolution de la température dans le 3° corps le long de sa hauteur (suivant z) (cas du Laiton CuZn22Al2, avec jeux)

a.3) Rondelles

Les figures (III.23, III.24) présentent la distribution de la température dans les rondelles en verre. Elles montrent que :

- la température atteint une valeur maximale 293,185 K à la frontière des interfaces rondelles/troisièmes corps, (point A) ;
- la température s'atténue progressivement jusqu'à la valeur de 293 K (point B), à 1,6 mm de l'interface, puis se maintient à cette valeur de température ambiante ;
- la température aux niveaux des rondelles se disperse d'une façon linéaire le long de la distance AB puis se stabilise.

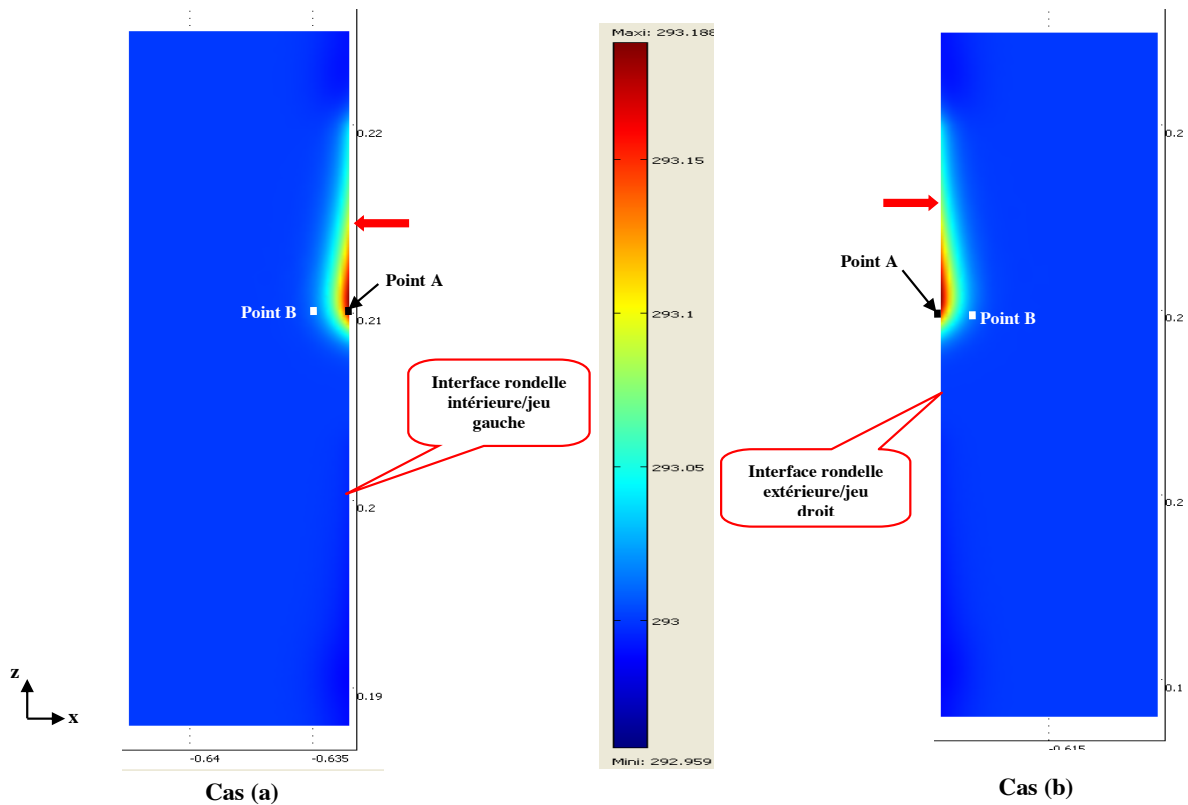


Figure III.23: Distribution de la température dans les rondelles en verre, (a) : Rondelle intérieure (côté gauche) et (b) : Rondelle extérieure (côté droit) (cas du Laiton CuZn22Al2, avec jeux)

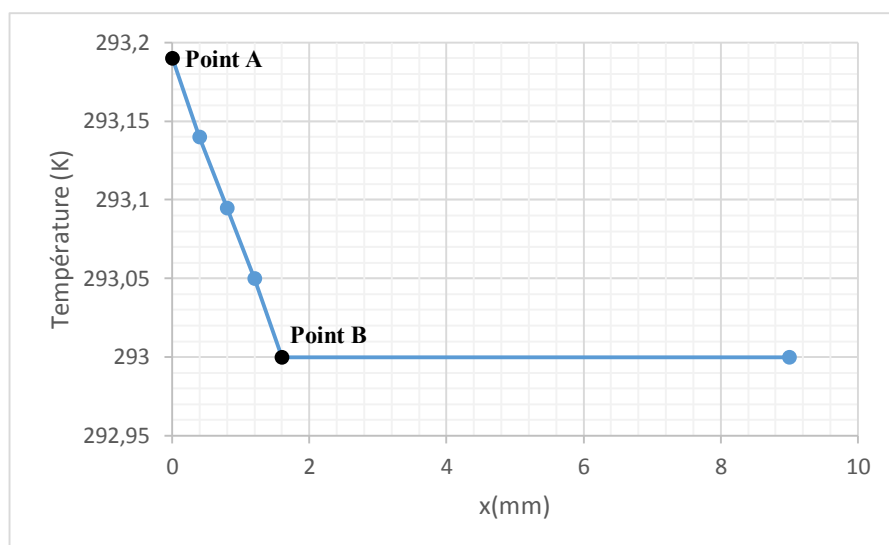


Figure III.24 : Évolution de la température dans les rondelles en verre le long de sa largeur (suivant x), (cas du Laiton CuZn22Al2, avec jeux)

a.4) Jeux entre patin supérieur et rondelles

Les figures (III.25, III.26) présentent la distribution de la température dans les jeux. Elles montrent que :

- la température atteint la valeur maximale 300 K à la frontière des interfaces jeux/patin supérieur + 3^e corps, (point A) ;
- la température s'atténue progressivement jusqu'à la valeur de 294 K (point B), à 0,5 mm de l'interface, puis se maintient à cette valeur de température ambiante ;
- la température aux niveaux des jeux d'air se disperse d'une façon linéaire le long de la largeur (x).

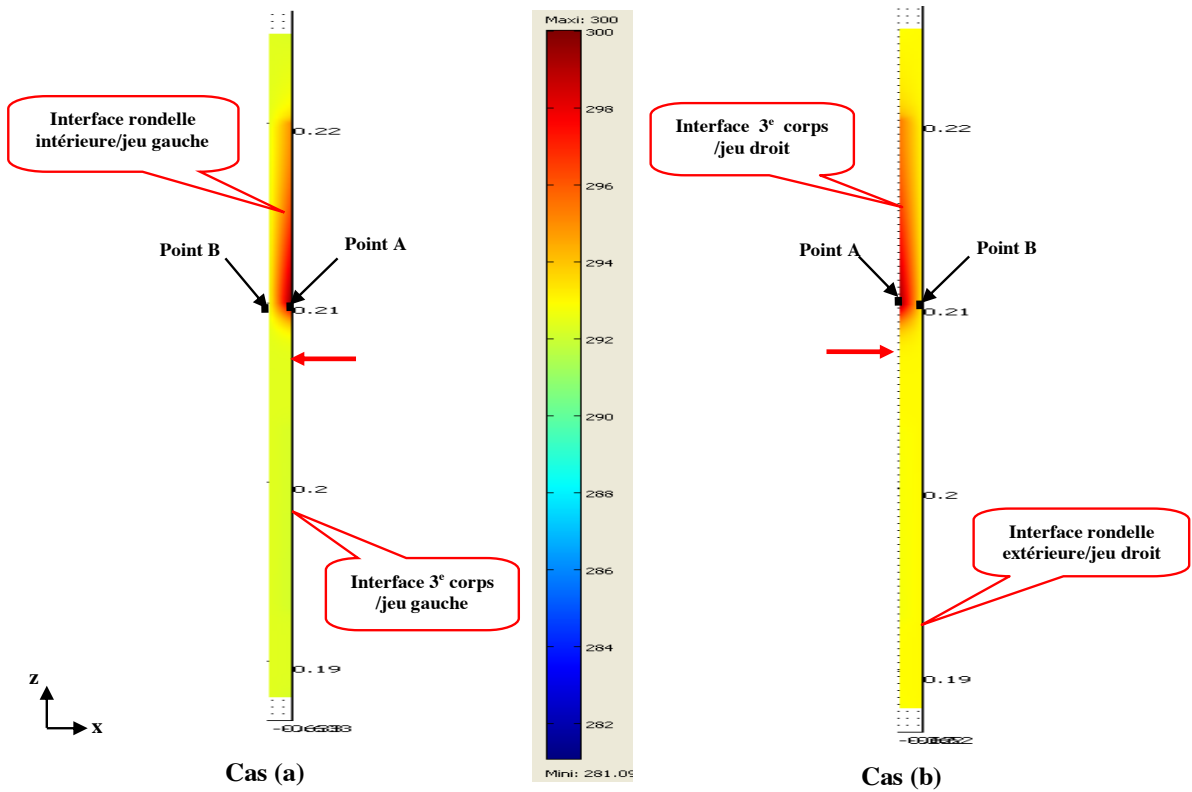


Figure III.25 : Distribution de la température dans les jeux d'air, (a) Jeu d'air côté gauche : et (b) : Jeu d'air côté droit, (cas du Laiton CuZn22Al2, avec jeux)

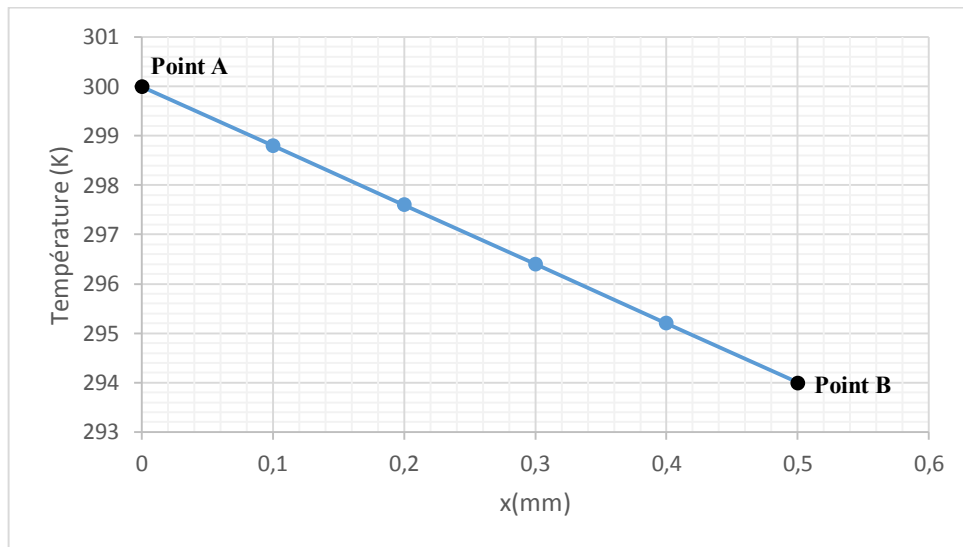


Figure III.26 : Évolution de la température dans les jeux le long de sa largeur (suivant x) (cas du Laiton CuZn22Al2, avec jeux)

b) Diffusion du flux de chaleur

La diffusion du flux est analogue par rapport à la distribution de la température et les résultats sont presque identiques que le cas précédent.

III.2.4.3. Vérification de l'isolement dans le cas du laiton CuZn5, avec jeu

a) Distribution de la température

La figure III.27 présente un résultat de simulation obtenu avec COMSOL Multiphysics dans le cas du laiton CuZn5 avec jeux.

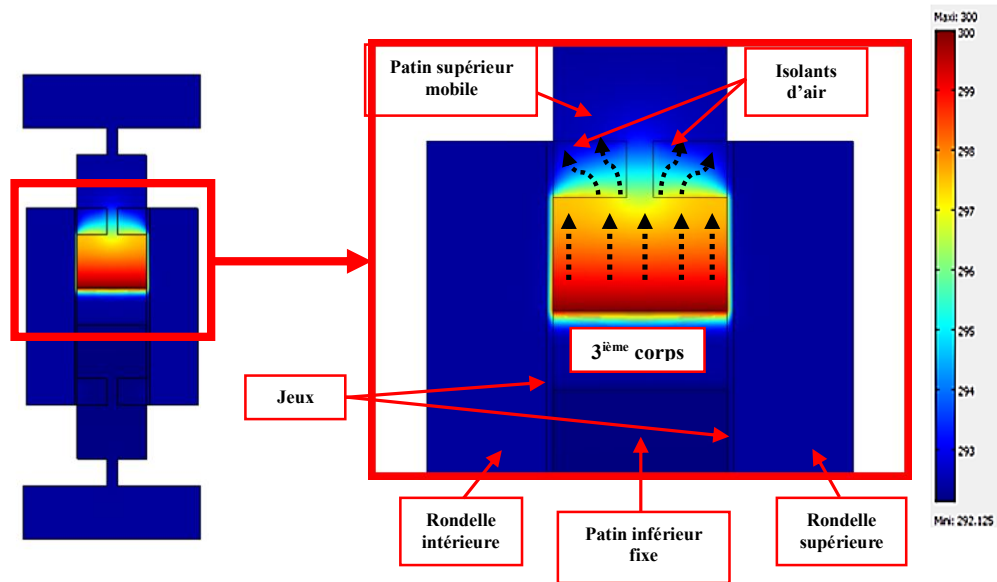


Figure III.27 : Distribution de température, cas du Laiton CuZn5 avec jeux

La direction de diffusion de chaleur dans l'enceinte de confinement est représentée par les flèches tracées sur la figure III.27. Nous remarquons que :

- la diffusion est plus importante dans la direction z (de la source de chaleur vers le patin supérieur), du fait des conductivités thermiques des matériaux en présence.
- les points chauds occupent une surface plus grande de l'espace du patin supérieur mobile (suivant z) par rapport aux deux cas étudiés précédemment.

a.1) Patin mobile supérieur

Les figures (III.28, III.29) présentent la distribution de la température dans le patin supérieur mobile. Elles montrent que :

- la température atteint la valeur maximale 300 K à la frontière de l'interface patin mobile supérieur/troisième corps, (point A) ;
- la température s'atténue progressivement jusqu'à la valeur de 293 K (point B), à 14,7 mm de l'interface, puis se maintient à cette valeur de température ambiante ;
- la température au niveau du patin mobile se disperse d'une façon linéaire le long de la distance AB puis se stabilise.

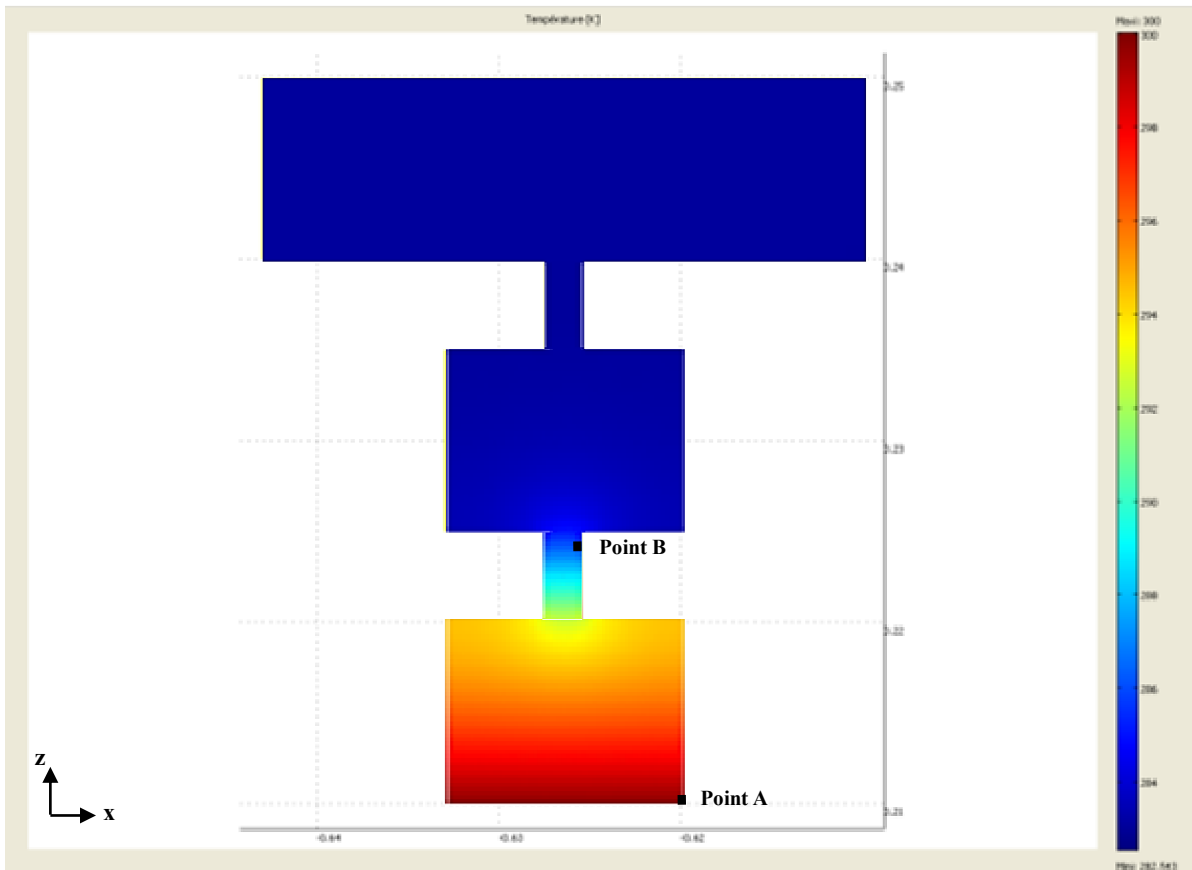


Figure III.28 : Distribution de la température dans le patin supérieur mobile (cas du Laiton CuZn5 avec jeux)

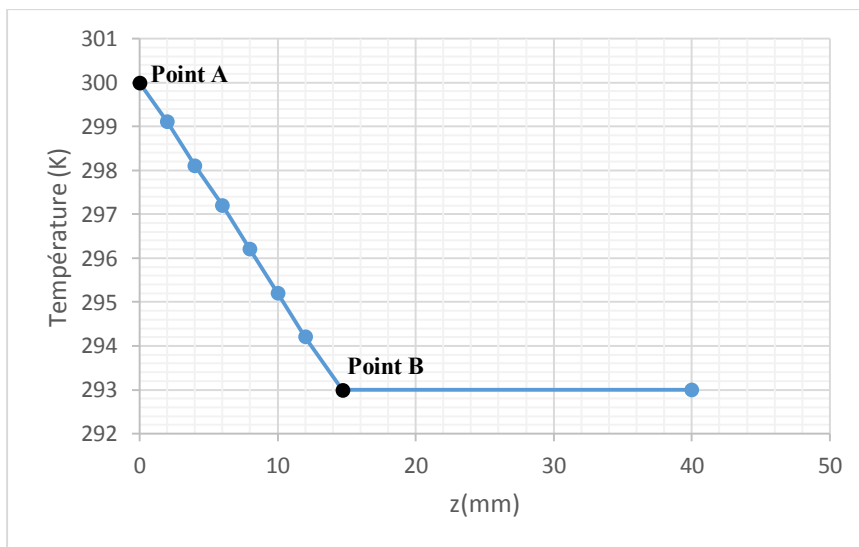


Figure III.29 : Évolution de la température dans le patin supérieur mobile le long de sa hauteur (suivant z), cas du Laiton CuZn5 avec jeux

a.2) Troisième corps

Les figures (III.30, III.31) présentent la distribution de la température dans le 3^e corps. Montrent que :

- la température atteint la valeur maximale 300 K à la frontière de l'interface patin mobile supérieur/troisième corps, (point A) ;
- la température s'atténue progressivement jusqu'à la valeur de 293 K (point B), à 1,6 mm de l'interface, puis se maintient à cette valeur de température ambiante ;
- la température au niveau du 3^e corps se disperse d'une façon graduelle et non linéaire le long de la distance AB puis se stabilise.

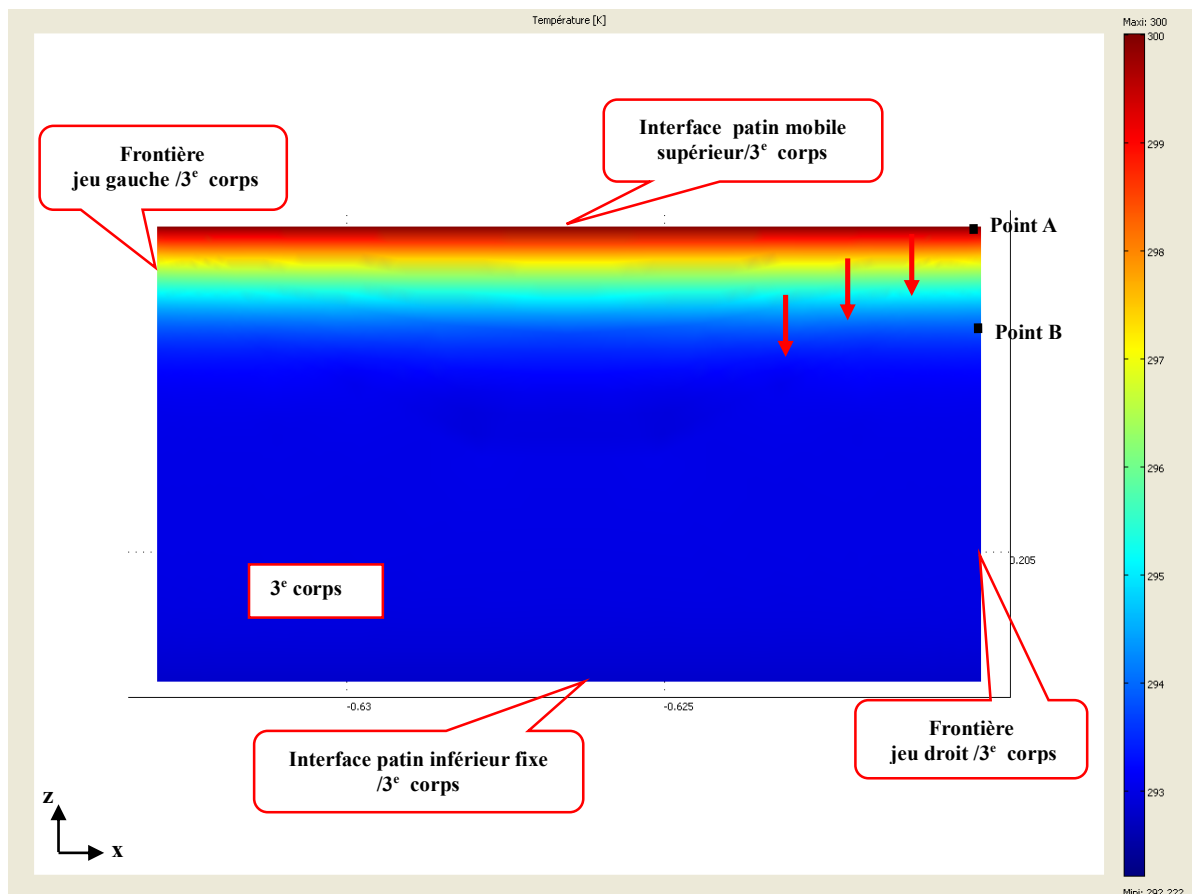


Figure III.30 : Distribution de température dans le 3^e corps
(cas du Laiton CuZn5 avec jeux)

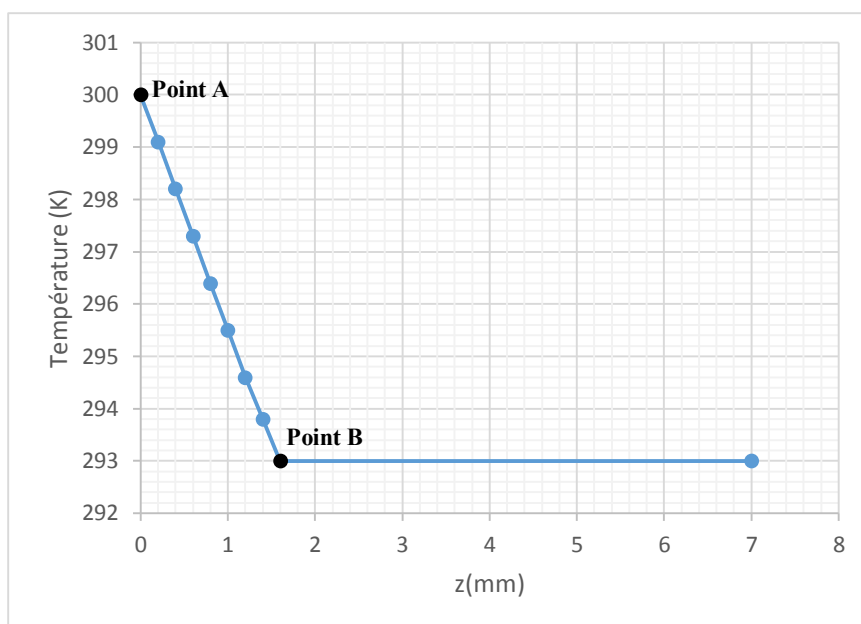


Figure III.31 : Évolution de la température dans le 3^e corps le long de sa hauteur (suivant z), (cas du Laiton CuZn5 avec jeux)

a.3) Rondelles

Les figures (III.32, III.33) présentent la distribution de la température dans les rondelles en verre. Elles montrent que :

- la température atteint une valeur maximale 293,19 K à la frontière des interfaces rondelles/troisièmes corps, (point A) ;
- la température s'atténue progressivement jusqu'à la valeur de 293 K (point B), à 1,6 mm de l'interface, puis se maintient à cette valeur de température ambiante ;
- la température aux niveaux des rondelles se disperse d'une façon linéaire le long de la distance AB puis se stabilise.

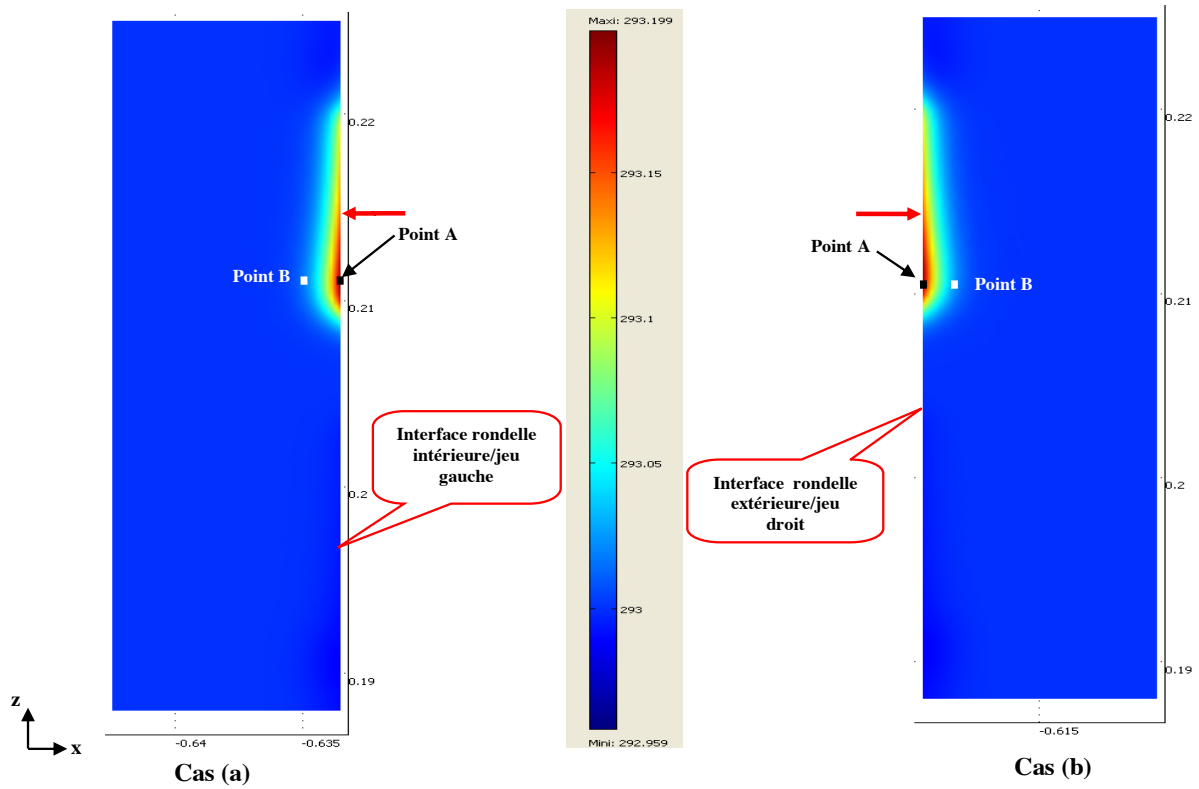


Figure III.32: Distribution de la température dans les rondelles en verre, (a) : Rondelle intérieure (côté gauche) et (b) : Rondelle extérieure (côté droit) (cas du Laiton CuZn5 avec jeux)

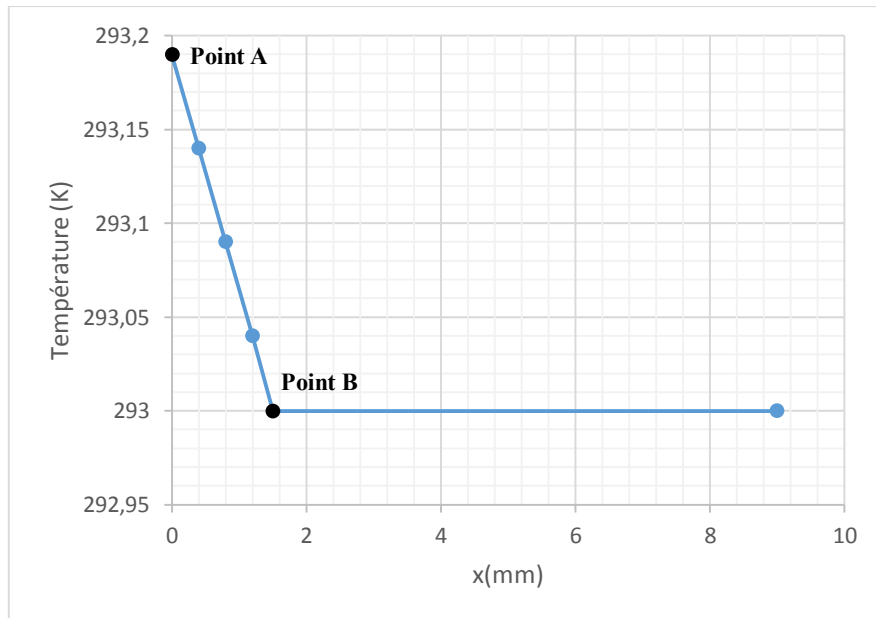


Figure III.33 : Évolution de la température dans les rondelles en verre le long de sa largeur (suivant x), (cas du Laiton CuZn5 avec jeux)

a.4) Jeux entre patin supérieur et rondelles

Les figures (III.34, III.35) présentent la distribution de la température dans les jeux. Elles montrent que :

- la température atteint la valeur maximale 300 K à la frontière des interfaces jeux/patin supérieur + 3^e corps, (point A) ;
- la température s'atténue progressivement jusqu'à la valeur de 294 K (point B), à 0,5 mm de l'interface, puis se maintient à cette valeur de température ambiante ;
- la température aux niveaux des jeux d'air se disperse d'une façon linéaire le long de la largeur (x).

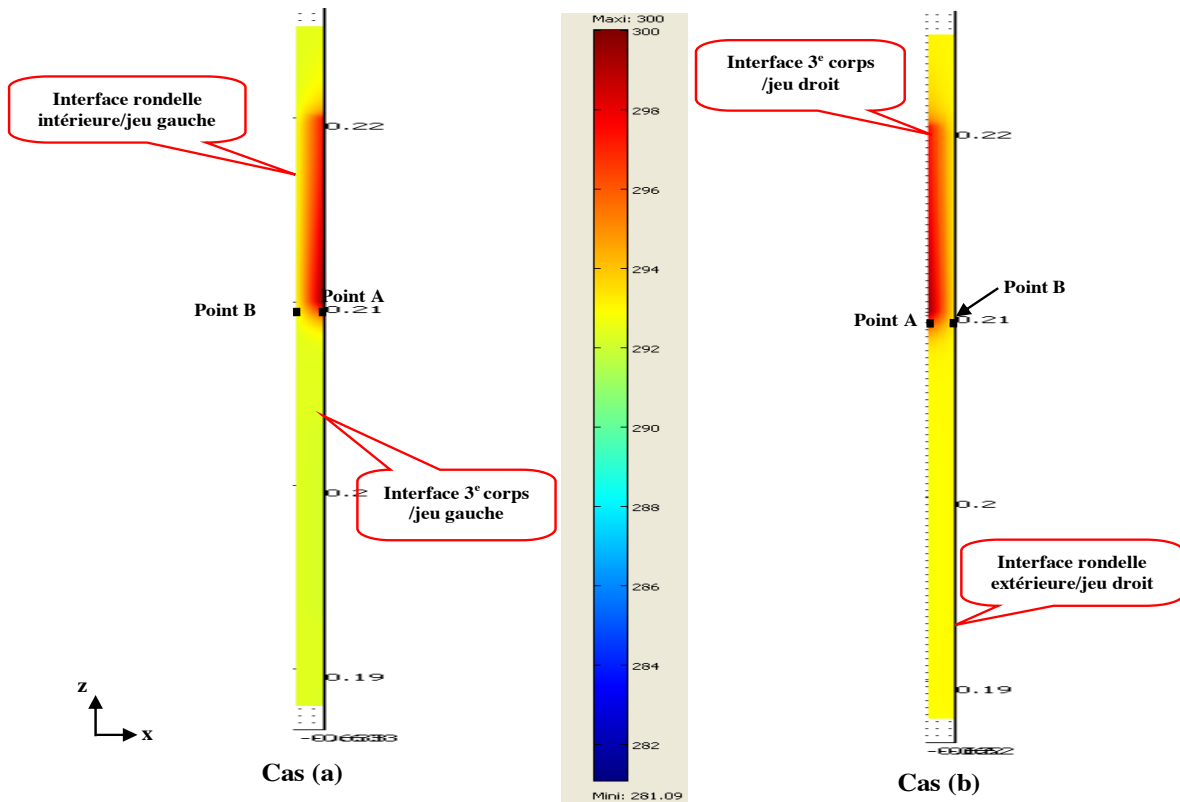


Figure III.34 : Distribution de la température dans les jeux d'air, (a) Jeu d'air côté gauche : et (b) : Jeu d'air côté droit, (cas du Laiton CuZn5 avec jeux)

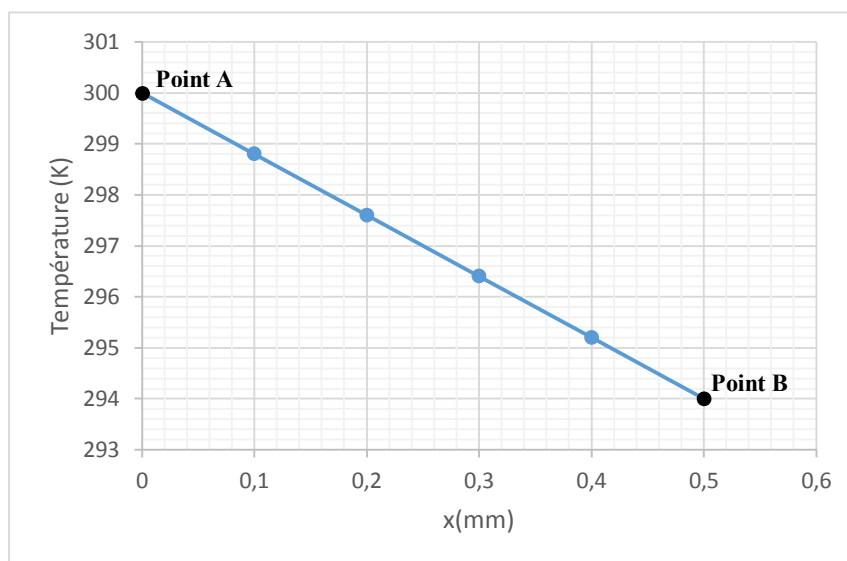


Figure III.35 : Évolution de la température dans les jeux le long de sa largeur (suivant x), (cas du Laiton CuZn5 avec jeux)

III.2.4.4 Vérification de l'isolement dans le cas du laiton CuZn5, sans jeu

Laiton CuZn5, sans jeu, ne sera pas traité ici, vu que les deux premiers cas n'ont pas donné de différence significative avec ou sans jeux.

III.2.5 Récapitulatif de vérification de l'isolement thermique

Afin de comparer les résultats obtenus pour les différents cas étudiés dans les points A et B, nous les avons synthétisés dans le tableau III.2 comme suit :

Tableau III.2 : Valeurs de températures dans les trois cas étudiés pour les point A et B de chaque élément de l'enceinte de confinement

Matériaux	Laiton CuZn22Al2 (L1)							Laiton CuZn5 (L2)			
	Sans jeux (Sj)			Avec jeux (Aj)				Avec jeux (Aj)			
	P.S	3° C	R	P.S	3° C	R	J	P.S	3° C	R	J
Température [K]	300-293	300-293	293,19-293	300-293	300-293	293,19-293	300-294	300-293	300-293	293,19-293	300-294
AB [mm]	13,8	1,6	1,5	13,5	1,6	1,5	0,5	14,7	1,6	1,5	0,5

Avec :

P.S : Patin mobile supérieur ;

3° C : 3° corps ;

R : Rondelles en verre ;

J : Jeux d'air.

Pour simplifier l'identification de chaque site, nous allons les noter par le code Lx-yj-z

X= (1, 2) ; y = (S, A), z = (P.S, 3^e C, R, J).

D'après le tableau III.2, nous remarquons pour les trois cas étudiés (cas laiton CuZn22Al2 sans et avec jeux, cas laitons CuZn5), les points suivants :

1. Au niveau des P.S, la valeur de la température générée par la source de chaleur, est successivement plus grande dans L2-Aj-PS (13,8 mm), que dans L1-Sj-P.S (13,5 mm) et L1-Aj-P.S (14,7 mm). Ceci est dû à la conductivité thermique du L2 qui est plus grande que celle du L1, (*cf.* Tableau III.1). Donc la propagation de la chaleur est plus favorisée dans le cas L2-Aj-PS que dans les cas L1-Sj-P.S et L1-Aj-P.S,
2. Au niveau du 3^e corps, la valeur de la température générée par la source de chaleur est successivement identique dans les trois cas L1-Sj-3^e C, L1-Aj-3^e C et L2-Aj-3^e C (1,6 mm). Ceci est dû à la nature du matériau du 3^e corps et à la quantité de la source de chaleur appliquée à l'interface qui sont les mêmes, alors la quantité de chaleur transférée par conduction doit aussi être identique.
3. Au niveau des rondelles la valeur de la température générée par la source de chaleur, est identique pour les cas L1-Sj-R, L1-Aj-R et L2-Aj-R (1,5mm). Une faible élévation de température (293,19 K), symétriquement de droite comme de gauche. qui sont donc plus isolants.
4. Au niveau des jeux, sur la valeur du jeu total de 0,5 mm, la température baisse de 300 K à 294 dans le deux cas L1-Aj-J et L1-Aj-J.

III.3 CONCLUSION

Après analyse des résultats obtenus de cette vérification sur l'isolement thermique de l'enceinte de confinement, on peut conclure que :

1. Les jeux d'air de valeur de 0,5 mm, ont montré une influence d'isolation presque négligeable, ce qui a permis d'obtenir des distributions de température et des diffusions de flux identiques pour les deux cas sans et avec jeux, et celles-ci pour les différents éléments de l'enceinte de confinement ;
2. Les valeurs de la température dans le cas avec jeux : L2-PS (14,7mm) est plus importante que dans le cas de L1-PS (13,5mm). Ce qui montre que le deuxième cas est plus isolant.

3. La propagation de la chaleur est plus favorisée de l'interface vers le patin supérieur mobile que vers le troisième corps, du fait de la meilleure conductivité thermique du matériau du patin.
4. La déperdition d'énergie suit proportionnellement les valeurs de la température et du flux de chaleur au niveau des éléments constituant l'enceinte de confinement tels que : le 3^e corps, les rondelles en verre et les patins.

Pour une meilleure conservation d'énergie dans l'enceinte de confinement, notre choix du matériau pour les deux patins mobile et fixe s'est porté sur le laiton CuZn22Al2.

Après cette vérification thermique, nous allons élaborer en ce qui suit, notre modèle numérique, ainsi que sa validation.

CHAPITRE : IV

ÉLABORATION ET VALIDATION DU MODÈLE DE RHÉOLOGIE DU TROISIÈME CORPS

Ce chapitre présente l'élaboration et la validation du modèle de rhéologie du troisième corps. Nous allons présenter ici, préalablement une vérification de stabilité du système. Ensuite, l'étude thermo-mécanique basée sur le modèle numérique que nous allons développer ci-après, par la méthode des éléments discrets (MED). Le but de cette étude est de comprendre la phénoménologie thermo-mécanique de la rhéologie du troisième corps solide.

Sommaire

IV.1 INTRODUCTION.....	66
IV.2 CARACTÉRISTIQUES MÉCANIQUES, THERMIQUES DE L'ENC- EINTE DE CONFINEMENT.....	66
IV.3 CHOIX PRÉALABLE DES PARAMÈTRES GÉOMÉTRIQUES D'UN ÉCHANTILLON.....	67
IV.3.1 Définition de l'échantillon.....	67
IV.3.2 Mise en charge.....	68
IV.3.3 Méthodologie d'exploitation des résultats.....	68
IV.3.4 Cas de forces normale et tangentielle distantes.....	72
IV.3.5 Cas de forces normale et tangentielle concourantes	84
IV.4 CONCLUSION.....	102

IV.1 INTRODUCTION

Nous présentons dans ce chapitre notre modèle numérique qui simule la rhéologie thermo-mécanique d'un troisième corps solide granulaire, par la méthode des éléments discrets (MED). Ce qui passe par une étude paramétrique des sollicitations imposées :

- Matériau du troisième corps,
- Température ambiante,
- Frottement statique dans le volume du troisième corps,
- Force de chargement normal,
- Vitesse de déplacement relatif des premiers corps.

L'exécution de la simulation sur le logiciel "LMGC90" nous donne en résultat :

- Le profil de vitesse linéaire du troisième corps par rapport au premiers corps fixe (la paroi inférieure de l'enceinte),
- Le profil de température globale du volume de troisième corps,
- Le coefficient de frottement dynamique global dans le troisième corps.

À noter que cette modélisation est adaptée aux possibilités offertes par le dispositif expérimental *Tribo-Gral*.

IV.2. CARACTÉRISTIQUES MÉCANIQUES, THERMIQUES DE L'ENCEINTE DE CONFINEMENT

L'ensemble des caractéristiques mécaniques et thermiques de l'enceinte de confinement sont représentés sur le tableau IV.1.

Tableau IV.1 : Caractéristiques mécaniques et thermiques de l'enceinte de confinement

Élément	1^{ers} Corps	3^e Corps
Matériaux	Laiton CuZn22Al2	Verre Sodo-Calcique
Masse volumique [kg/m³]	8,33.10 ³	2520
Conductivité thermique [W.m⁻¹.K⁻¹]	100	0,9 à 1,3
Capacité thermique [J/kg.K]	376	980
Coefficient de poisson	0,35	0,2
Module de Young [N/m²]	112.10 ⁹	72.10 ⁹

IV.3. CHOIX PRÉALABLE DES PARAMÈTRES GÉOMÉTRIQUES D'UN ÉCHANTILLON

Avant de fixer les paramètres géométriques finaux de l'échantillon utilisés dans le modèle, nous allons commencer par des essais préalables et choisir ensuite ceux les plus convenables. Les sollicitations dynamiques sont la force normale entre la paroi supérieure et inférieure, et la force tangentielle qui impose le déplacement relatif des parois. Dans le volume du troisième corps, se produit alors un cisaillement simple selon deux cas de figure :

1. Les forces normale et tangentielle sont distantes,
2. Les forces normale et tangentielle sont concourantes.

Le premier cas nous servira à la fois pour le choix préalable des paramètres géométriques et la comparaison de nos résultats avec ceux d'autres études similaires.

IV.3.1 Définition de l'échantillon

Nous appelons échantillon: un ensemble d'éléments issu de la coupe (A-A) en 2D (cf. Figure IV.1) formé de:

1. Les rangées de particules (billes) de troisième corps, dont la dispersion des rayons est de 10% autour de la moyenne,
2. Deux tronçons des premiers corps: parois supérieure et inférieure parallèles, distantes de h , considérées comme rugueuses et assimilées à une rangée de particules fixes.
3. Deux tronçons des rondelles extérieure et intérieure distantes de « l », dont la forme géométrique réelle est de surfaces curvilignes (arc de cercle), que nous considérons par approximation comme planes et parallèles à cause leurs petites dimensions.

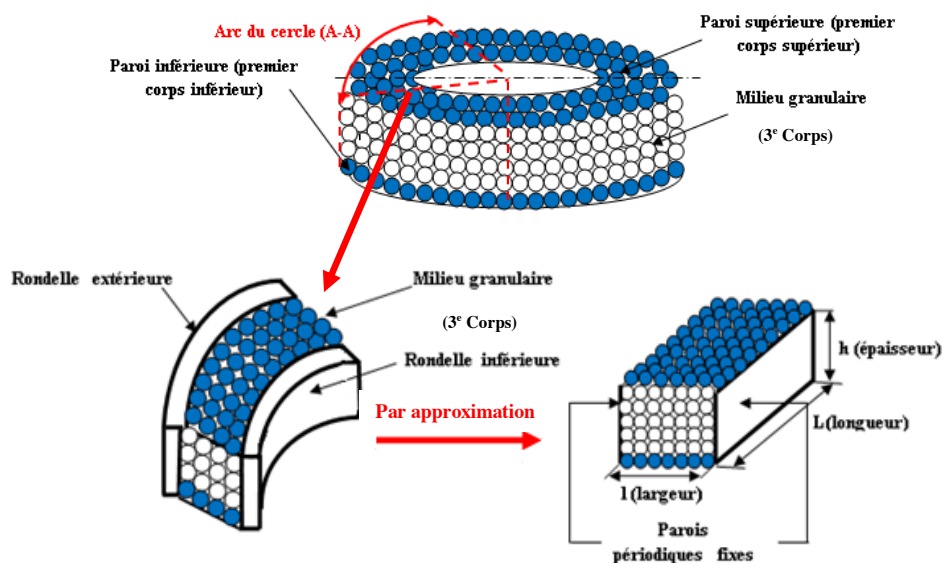


Figure IV.1 : Coupe A-A d'un échantillon

IV.3.2 Mise en charge

La phase nommée "mise en charge", de chargement voulu, vient de l'application d'une force normale (F_N) sur la paroi supérieure de l'échantillon. Au préalable, nous devons procéder à une compression douce (progressive et sans choc) pour éliminer les jeux et assurer le contact entre les particules. Pour déterminer la valeur de ce préchargement, nous devons effectuer une vérification de l'interpénétration des particules « δ » qui doit être inférieure 0,1% du rayon moyen des particules ($\delta < 0,1\% \cdot R_{\text{moy}}$), voir chapitre II.

Cette phase de mise en charge est schématisée sur la figure IV.2.

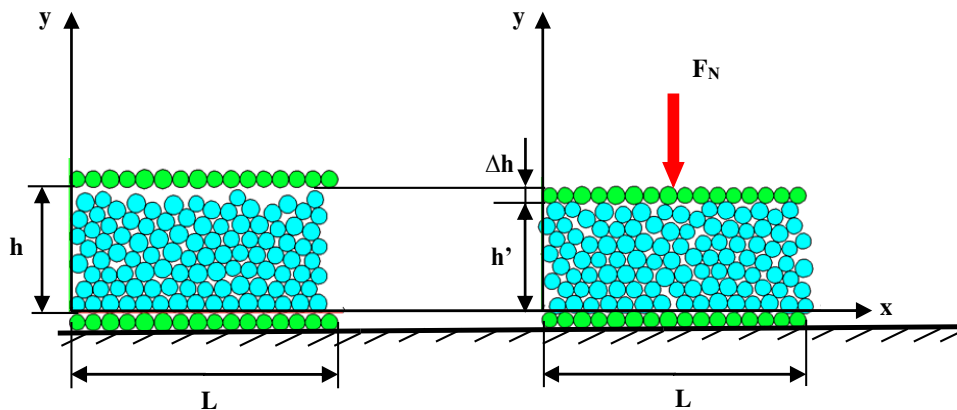


Figure IV.2 : Mise en charge: Échantillon bidimensionnel (2D) avant et après la mise en charge

Pour appliquer la mise en charge, nous effectuons des compressions isotropes en utilisant une pression (P), jusqu'à obtenir la stabilisation de l'échantillon.

IV.3.3 Méthodologie d'exploitation des résultats

Nous allons décrire ici, les étapes principales à effectuer devant la console d'exécution de la simulation, depuis le choix des paramètres d'entrée dans des fichiers spéciaux, en passant par la déclaration des paramètres recherchés, jusqu'à l'affichage des résultats finaux.

IV.3.3.1 Déclaration des paramètres géométriques

La première étape consiste à entrer dans un fichier de données de coordonnées des particules ; les dimensions de l'échantillon choisi (R_{moy} , L , h et l si 3D). Ensuite, le programme :

1. calcule le nombre de particules (N_{par}) en prenant en compte la dispersion de 10% autour du R_{moy} , et attribue à chaque particule un numéro (N°_{par}) de 1 à (N_{par}),

2. détermine la position exacte du centre de gravité de chaque particule en fonction du R_{moy} de la particule ainsi que celles voisines, dans un repère (x,y) dans un fichier de données.

IV.3.3.2 Déclaration des lois à utiliser

Dans un fichier de lois, nous écrivons selon une syntaxe précise, toutes les lois de frottement qui seront utilisées dans la simulation :

IV.3.3.3 Déclaration des caractéristiques thermo-mécaniques de particules

Dans un fichier spécial, nous déclarons selon une syntaxe précise, toutes les caractéristiques thermiques et mécaniques du matériau de particules choisies:

- masse volumique,
- capacité thermique,
- conductivité thermique,
- module de poisson,
- module d'élasticité (de Young).

IV.3.3.4 Déclaration des sollicitations mécaniques

Dans un fichier de sollicitations, nous définissons les valeurs de la charge normale (F_N) et la vitesse linéaire de la paroi mobile par rapport à celle fixe.

IV.3.3.5 Déclaration des conditions thermiques ambiantes

Dans un fichier de conditions thermiques ambiantes, qui sont la température ambiante et le type de transfert thermique dominant entre les particules (conduction ou convection). Dans notre cas, c'est plutôt la conduction thermique qui est active alors que la convection est négligeable.

IV.3.3.6 Déclaration des conditions aux limites

L'enceinte de confinement assure le maintien des particules, mais ces dernières ne sont pas retenues à l'intérieur l'échantillon même, nous devons donc imposer la condition de périodicité géométrique aux frontières de l'échantillon suivant x en 2D et suivant x et y en 3D. Ceci permet à chaque particule qui quitte l'échantillon à la sortie d'être remplacée à l'entrée par une autre particule, ce qui assure la pérennité des itérations (*cf.* Figure IV. 3).

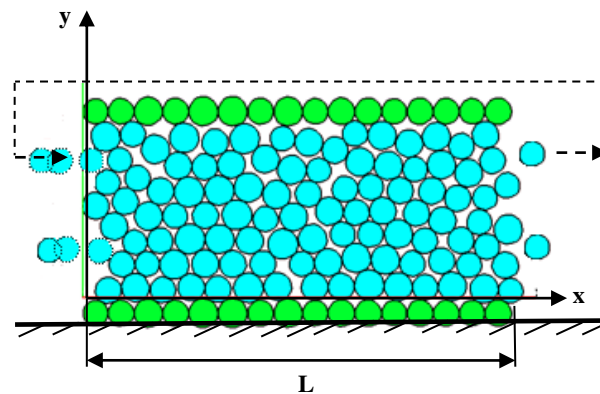


Figure IV.3: Schématisation de la périodicité géométrique

IV.3.3.7 Déclaration du temps de simulation

Dans un fichier de commande, nous choisissons le temps d'exécution total (t) de chaque simulation et le pas (incrément Δt), qui déterminent le nombre d'itérations.

IV.3.3.8 Déclaration des paramètres recherchés

Dans un fichier spécial nous définissons les paramètres du troisième corps (particules) recherchés, principalement :

- déplacement de la paroi mobile,
- coefficient de frottement dynamique,
- énergie cinétique,
- vitesse,
- température...

IV.3.3.9 Exécution et traitement des résultats

L'exécution de la simulation peut durer quelques heures à quelques jours selon la taille de l'échantillon choisi (L , h , R_{moy}), le temps de simulation et le pas du temps (Δt).

Après l'exécution, le modèle nous donne des fichiers de résultats sous forme de tableau. La taille de chaque tableau de valeurs dépend généralement du pas de temps choisi Δt et le temps total de la simulation ainsi que le nombre de particules. Les courbes du coefficient de frottement dynamique et de l'énergie cinétique sont traçables directement sans traitement préalable. Alors que pour les vitesses et températures, nous obtenons pour chaque pas de temps Δt , un tableau de taille en fonction du nombre des particules, qui seront traités selon les procédures qui seront décrites ci-dessous.

a) Stabilisation du système

La courbe obtenue du déplacement de la paroi mobile (cf. Figure IV.4), montre une instabilité au début de la simulation qui correspond à une phase de perturbation transitoire avant la stabilisation du système. Cette phase n'est pas représentative, ce qui nous a conduits à ne prendre en compte, que la phase après stabilisation, qui se produit généralement à plus de trente incréments (pas= Δt secondes).

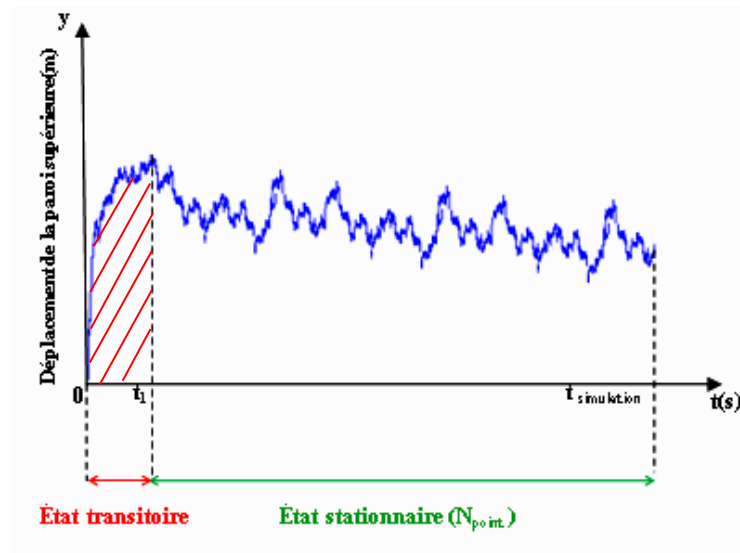


Figure IV.4: Phase transitoire et stationnaire du système en fonction du temps

b) Discrétisation de l'épaisseur h en tranches

Dans le cas réel, les particules ont des rayons variant de $R_{moy} \pm 10\%$ distribués aléatoirement (fonction randomise), ce qui complique beaucoup notre approche. C'est pourquoi nous allons simplifier la disposition géométrique des particules par une discrétisation de l'épaisseur $h(y)$ en tranches (i) (cf. Figure IV.5), dont le nombre des tranches N_{h_y} dépend du rayon moyen (R_{moy}) à condition que l'épaisseur de la tranche $h_y \geq 2 \cdot R_{moy}$. Cette discrétisation est assurée par un programme que nous avons développé spécialement.

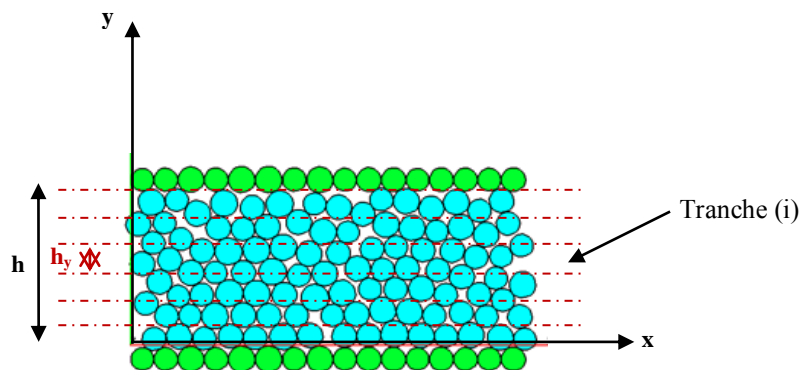


Figure IV.5: Discrétisation de l'échantillon en tranches suivant la hauteur

c) Traitement de résultats des vitesses et températures par pas

Avant d'arriver aux résultats finaux nous devons traiter les résultats obtenus pour chaque étape d'itération (Steps), qui sont enregistrés dans des fichiers séparés de tableaux de valeurs dont la taille est fonction du nombre des particules et le nombre de contacts entre elles. Ce traitement consiste à calculer les valeurs moyennes V_{moy} et T_{moy} de chaque étape d'itération, pour chaque tranche (i). Ce qui donne $N_{h(i)}$ valeurs moyennes pour chaque pas.

d) Résultats finaux des vitesses et températures

Nous avons un autre programme qui se charge de tracer les profils de vitesse et température au travers de l'épaisseur du troisième corps. Nous devons entrer le n^{ième} pas de la phase stationnaire du système jusqu'au nombre total de pas et le nombre de tranches (i).

Ce programme ouvre le fichier des valeurs moyennes de vitesse et température calculées auparavant de chaque étape (pas) pour chaque tranche, et calcule les valeurs moyennes globales finales de chaque tranche (i) selon les formules suivantes :

$$V_{moy_{tranche(i)}} = \frac{1}{N_{point}} \sum_{k=1}^{N_{point}} \left\{ \frac{1}{n_{i,k}} \sum_{j \in tranche(i)} V_j \right\} \quad (IV.1)$$

$$T_{moy_{tranche(i)}} = \frac{1}{N_{point}} \sum_{k=1}^{N_{point}} \left\{ \frac{1}{n_{i,k}} \sum_{j \in tranche(i)} T_j \right\} \quad (IV.2)$$

Avec :

N_{point} : Nombre de points de traitement des données au cours du temps (cf. Figure IV.4).

$n_{i,k}$: Nombre de particules présentes dans la tranche (i) au point de mesure k.

IV.3.4 Cas de forces normale et tangentielle distantes

Comme il a été introduit au paragraphe (cf. Section IV.3), nous allons en ce qui suit, réaliser des essais de simulation pour le choix préalable des paramètres géométriques, pour ensuite comparer nos résultats avec ceux d'autres études similaires. Dans notre modèle numérique, l'échantillon est soumis à des sollicitations tribologiques imposées : deux forces de points d'application distants, dont une force normale appliquée sur la paroi supérieure (pression P) et une force tangentielle appliquée sur la paroi inférieure qui assure la vitesse de déplacement (V).

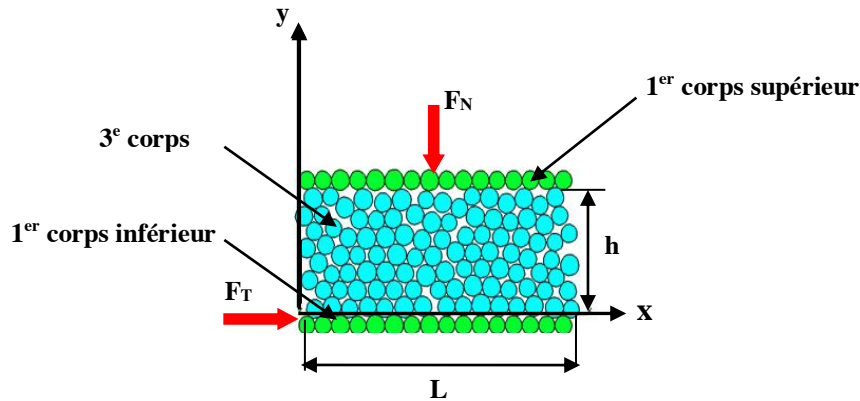


Figure IV.6: Cas de forces normale et tangentielle distantes pour une géométrie du modèle en 2D

IV.3.4.1 Paramètres géométriques et dynamiques de l'échantillon

Dans ce cas de forces normale et tangentielle distantes (*cf.* Figure IV.6), il se produit un cisaillement simple dans le volume du troisième corps entre les deux parois rugueuses.

a) Définition du repère :

On note Ox la direction de l'écoulement et Oy la direction orthogonale pour le cas bidimensionnel (2D).

b) Paramètres dynamiques :

Le premier corps inférieur est asservi en vitesse constante $V = 0,02\text{m/s}$,

Le chargement normal est asservi en pression de contact constante $P = 10^4\text{ Pa}$.

c) Paramètres géométriques :

Épaisseur du volume 3^e corps $h = 7\text{ mm}$,

Longueur de l'échantillon (L) à définir ci à après,

La largeur $l = 13\text{mm}$.

IV.3.4.2 Choix de la longueur de l'échantillon (L)

L'échantillon comporte des caractéristiques constantes, qui dépendent de la géométrie de l'enceinte de confinement (h , l), et d'autres variables, mais qui dépendent principalement de la longueur (L) de l'échantillon. De ce fait, le choix de cette dernière est primordial, et doit être le plus petit possible pour une meilleure précision des calculs, mais ne doit pas donner lieu à un temps de simulation trop important. C'est pourquoi nous devons trouver un compromis entre ces deux exigences. Pour cela, nous allons préalablement réaliser trois tests, selon trois

longueurs jugées convenables : $L_1=15$ mm, $L_2=30$ mm et $L_3=60$ mm et comparer ensuite la précision des résultats et le temps de calcul correspondant.

a) Caractéristiques numériques des échantillons

Les caractéristiques numériques de trois échantillons sont présentées sur le tableau suivant (cf. Tableau IV.2):

Tableau IV.2: Récapitulatif des caractéristiques numériques des échantillons choisis

	Échantillon 1	Échantillon 2	Échantillon 3
	Nombre et numéro des particules ($N_{\text{par}} / N^{\circ}_{\text{par}}$)	Nombre et numéro des particules ($N_{\text{par}} / N^{\circ}_{\text{par}}$)	Nombre et numéro des particules ($N_{\text{par}} / N^{\circ}_{\text{par}}$)
	2D	2D	2D
Longueur L [mm]	15	30	60
largeur l [mm]	13	13	13
épaisseur h [mm]	7	7	7
Rayon moyen des billes R_{moy} [mm]	0,5	0,5	0,5
Rayon maximal des billes R_{max} [mm]	0,55	0,55	0,55
Rayon minimal des billes R_{min} [mm]	0,45	0,45	0,45
3 ^e corps	103 [1-103]	207 [1-207]	410 [1-410]
Paroi inférieure (1 ^{er} cops inférieur)	15 [104-119]	30 [208-238]	60 [411-471]
Paroi supérieure (1 ^{er} cops supérieur)	16 [120]	31 [239]	61 [472]
Pas du temps Δt [s]	$1,87 \cdot 10^{-05}$	$1,87 \cdot 10^{-05}$	$1,87 \cdot 10^{-05}$
Temps de simulation t_{sim} [s]	18,7	18,7	18,7
F_N [N]	150	300	600
Vitesse de cisaillement V [mm/s]	20	20	20
Coefficient de frottement μ_s	0,51	0,51	0,51

b) Vérification de stabilisation du système

L'exécution de la simulation après la mise en charge (cf. Section IV.3.2), nous donne pour chacune des trois longueurs (L_i) les courbes des variations de l'épaisseur (h) du 3^e corps (cf. Figure IV.7.a) ainsi que celles des énergies cinétiques (cf. Figure IV.7.b).

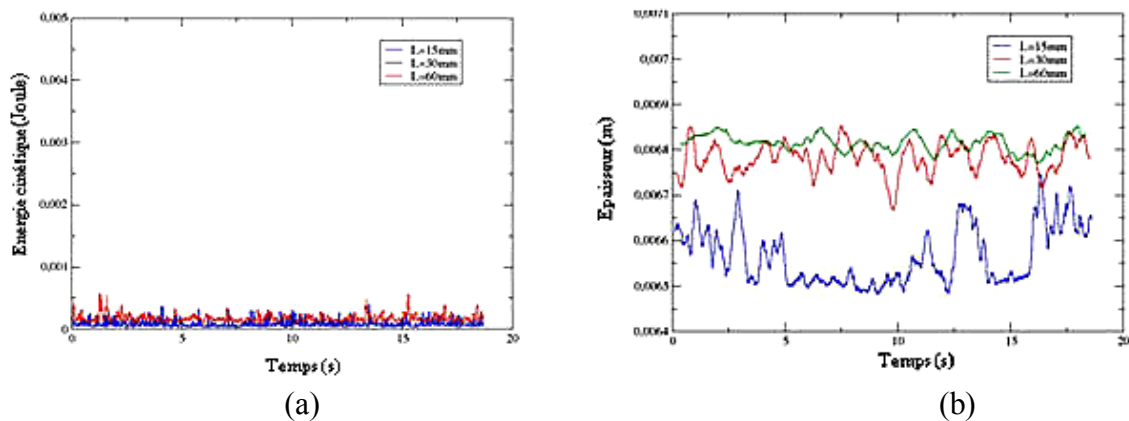


Figure IV.7 : (a) Évolution de l'épaisseur (h) du 3^e corps
(b) Évolution de l'énergie cinétique du système

Analyse des courbes :

- a) Les courbes d'évolution de l'épaisseur (h) du 3^e corps (*cf.* Figure IV.7.a) résultent du déplacement de la paroi supérieure pendant les essais qui durent 20 secondes. Nous remarquons que :
- L'augmentation de L et par la même le nombre de particules incluse dans le volume, fait augmenter de façon non significative la moyenne de l'épaisseur (h), ($0,2 \text{ mm}/60 \text{ mm} = 0,3\%$) ;
 - L'augmentation de L , réduit la fluctuation de l'épaisseur (h), donc assure une meilleure stabilisation.
- b) Les courbes d'évolution de l'énergie cinétique du système (*cf.* Figure IV.7.b) montrent que pour la variation de longueur de 15 à 60 mm, n'ont pas d'influence significative. Le système est donc stable dans les trois cas de longueur.

c) Évolution du coefficient de frottement global

Les valeurs moyennes du coefficient de frottement global (macroscopique) (*cf.* Figure IV.8), obtenues sont respectivement pour les trois longueurs des échantillons: 0,18; 0,20; 0,19. Au vu de la précision mécanique, ces variations sont non significatives, et donc nous pouvons dire que la longueur n'influe pas sur le coefficient de frottement global.

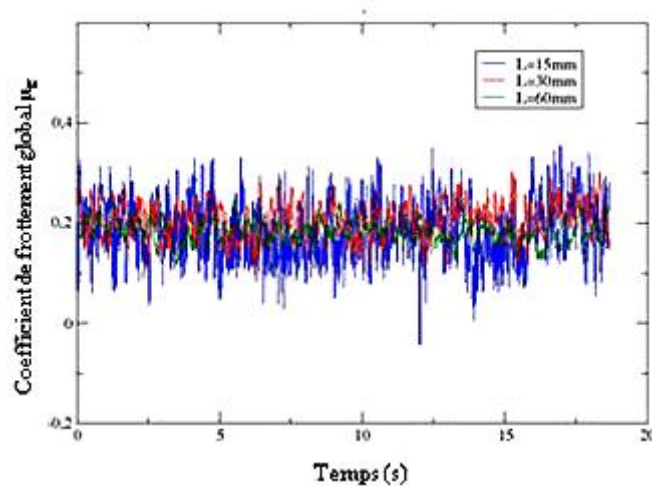


Figure IV.8 : Évolution du coefficient de frottement global pour les trois échantillons

Les fluctuations des amplitudes autour de la moyenne (*cf.* Annexe) pour les trois cas est due à un bruit qui dépend du nombre des billes de l'échantillon : un nombre de bille important ralenti leur écoulement et réduit le bruit.

d) Vitesse d'écoulement du 3^e corps

D'après les profils de vitesse à travers l'épaisseur du 3^e corps (*cf.* Figure IV.9), nous observons que les trois profils des accommodations de vitesse ont redressés d'une façon analogue, avec une différence inférieure à 0,5% qui est pratiquement insignifiante.

Nous pouvons constater que le régime d'écoulement des particules du 3^e corps est pratiquement le même, Donc, le même comportement mécanique dans les trois cas, implique que la longueur n'a pas d'influence significative sur le profil de vitesse.

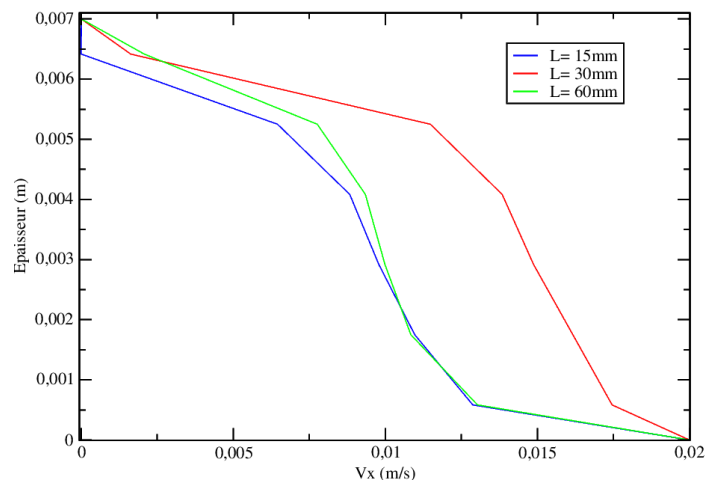


Figure IV.9 : Profil de vitesse au travers de l'épaisseur du 3^e corps selon la direction de cisaillement pour les trois échantillons

V_x : Vitesse de cisaillement moyenne pour chaque tranche (i).

e) Évolution de la température du 3^e corps

D'après les profils de température du 3^e corps obtenus (*cf.* Figure IV.10), nous remarquons que :

- Les trois profils ont la même allure,
- La valeur maximale de la température est située autour du centre du volume du 3^e corps pour les trois longueurs.
- La valeur maximale de température est obtenue dans le cas de la longueur de 15 mm (293,045 K), ce qui représente une variation de 0,2%, qui est pratiquement insignifiante.

Nous pouvons conclure alors que la diffusion de la chaleur dans ce volume est la même, de même que l'évolution thermique du système, Donc, le même comportement thermique dans les trois cas, implique que la longueur n'a pas d'influence significative sur le profil de température.

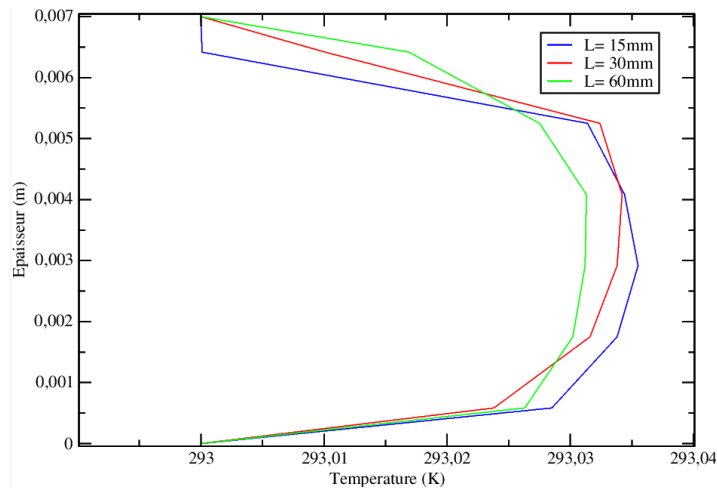


Figure IV.10: Profils de température dans le milieu du 3^e corps pour les différents échantillons

f) Conclusion

D'après la littérature [IOR 05] et [RIC 08], le choix de la longueur (L) de l'échantillon est basé sur la valeur moyenne du coefficient de frottement pour des différentes longueurs d'échantillons sélectionnés et dans les mêmes conditions appliquées (pression de contact, vitesse de cisaillement et même propriétés des 3^e corps). Comme notre étude concerne l'aspect thermique en plus de celui mécanique, nous avons pris en considération le transfert thermique par conduction entre les particules du 3^e corps pour discuter l'influence de la longueur sur la distribution du champ des températures au sein du 3^e corps.

Nos calculs ont montré pour les deux aspects mécanique et thermique des convergences dans les trois cas de longueurs choisies (15, 30 et 60 mm):

1. La valeur moyenne du coefficient de frottement est trouvée pratiquement identique (autour de 0,2),
2. les températures dans le volume du 3^e corps sont aussi pratiquement identique (proches de 20°C), à 0,2% de variation.

Les trois échantillons sélectionnés ont montré le même comportement thermomécanique, c'est pourquoi, nous avons choisi la longueur minimale (L=15mm), qui nécessite un temps d'exécution de la simulation plus court.

IV.3.4.3 Étude paramétrique

Afin de valider notre modèle, nous avons besoin de comparer nos résultats avec ceux d'autres modèles similaires validés auparavant. Nous allons alors, effectuer des essais de

cisaillement simple sur notre échantillon choisi, avec des différents matériaux de particules du 3^e corps.

Pour chaque test, le cisaillement du 3^e corps est effectué par le couplage entre la pression normale appliquée ($P= 10^4$ Pa) sur la paroi supérieure et la vitesse de cisaillement appliquée ($V= 0,02$ m/s) sur la paroi inférieure (cf. Figure IV.11). La Condition de *Signorini* est la loi d'interaction utilisée entre ces particules (voir chapitre II).

Les résultats obtenus nous ont permis d'effectuer une étude paramétrique sur le comportement thermo-mécanique de la rhéologie du 3^e corps cisailé, pour qu'il soit possible de mieux comparer et prouver par les résultats des autres travaux qui ont déjà été réalisés [CAO 11, RIC 08, NGU 09, CHA 09, NHU 13]. Cette étude comporte les points suivants :

a) Composants du modèle

Le modèle choisi (cf. Figure IV.11) est composé des éléments suivants :

- Des premiers corps qui sont modélisés par des parois rigides non déformables, ces dernières sont composées par des disques de couleur verte.
- Du troisième corps, à cause de sa complexité, il est très difficile physiquement de déterminer une forme de particule du troisième corps, pour cette raison, les modèles numériques de I. Iordanoff, N. Fillot, D. Richard, M. Renouf, H. -P. Cao, V. -H. Nhu et autres [CAO 11, IOR 05, RIC 08, NHU 13, FIL 04a] amènent à représenter la rhéologie du troisième corps par un ensemble des éléments discrets (sphère en 3D ou disque en 2D). pour notre cas nous avons représenté par des disques (billes, particules) en bleu.

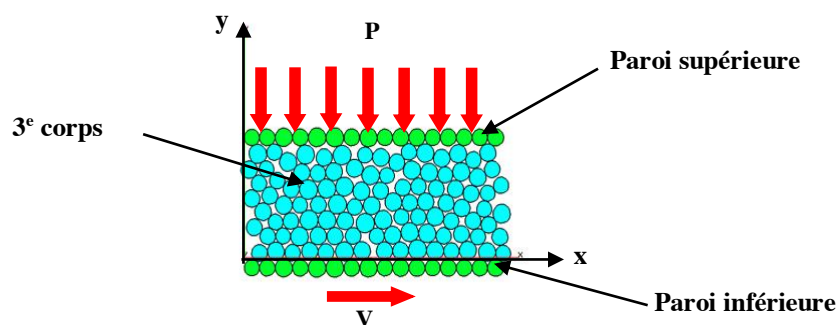


Figure IV.11 : Représentation géométrique du modèle numérique

b) Nature des billes du 3^e corps

Dans nos simulations réalisées pour cette étude, nous avons utilisé trois types de matériau pour les billes du troisième corps tels que : Verre Sodo-Calcique, Aluminium pur et

l'acier. Leurs caractéristiques mécaniques et thermiques sont assemblées dans le tableau suivant :

Tableau IV.3: Caractéristiques mécaniques et thermiques des billes du 3^e corps

Matériaux	Verre Sodo-Calcique	Aluminium pur	Acier
Masse volumique [kg/m ³]	2520	2698	7800
Conductivité thermique [W.m ⁻¹ .k ⁻¹]	1,3	238	80
Capacité thermique [J/kg.k]	980	929	400
Module de poisson	0,2	0,34	0,33
Module de Young [N/m ²]	72.10 ⁹	69.10 ⁹	213.10 ⁹
Diamètre [m]	10 ⁻³	10 ⁻³	10 ⁻³
Coefficient de frottement	0,51	0,51	0,51

c) Évolution du coefficient de frottement global

Les valeurs moyennes du coefficient de frottement global (macroscopique) (*cf.* Figure IV.12), obtenues sont respectivement pour les trois matériaux : 0,24; 0,25; 0,26. Au vu de la précision mécanique (2%), ces variations sont non significatives, et donc nous pouvons dire que le comportement mécanique est le même pour les trois matériaux.

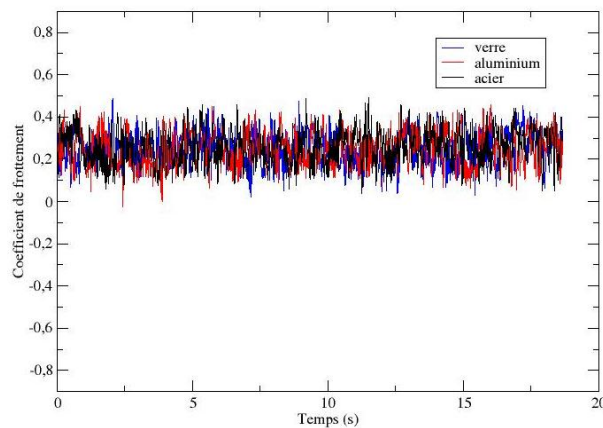


Figure IV.12: Évolution du coefficient de frottement

d) Vitesse d'écoulement du 3^e corps

Nous remarquons d'après la figure IV.13 que les trois profils vitesses d'écoulement des particules dans le volume du 3^e corps des différents matériaux ont la même allure. Cependant, au proche du centre de l'épaisseur, les vitesses moyennes de l'Aluminium sont relativement les plus grandes.

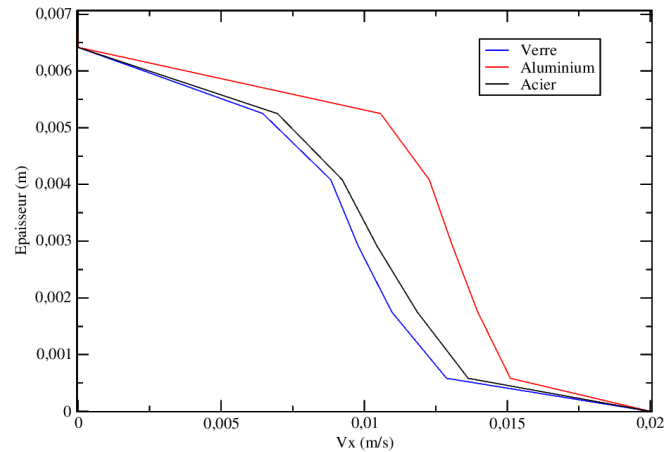


Figure IV.13 : Profil de vitesse au travers de l'épaisseur du 3^e corps selon la direction de cisaillement pour les trois matériaux

e) Évolution de la température du 3^e corps

D'un point de vue thermique, la dispersion de la chaleur au niveau de l'épaisseur du 3^e corps prend la même allure, mais la valeur de la température au milieu du volume est plus importante dans le cas des billes en verre, par rapport aux autres cas d'aluminium et de l'acier (*cf.* Figure IV.14). Ces résultats obtenus sont en accord avec les résultats des travaux de V.-D. Nguyen [NGU 09b].

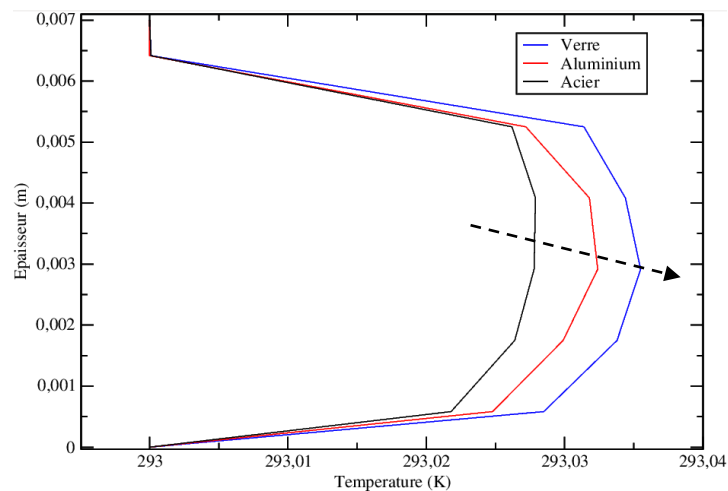


Figure IV.14: Profils de température du 3^e corps pour les différents matériaux

f) Influence du frottement des parois

Les essais précédents sont réalisés avec un coefficient de frottement entre les deux parois et le 3^e corps supposé nul. Comme dans la réalité, ce coefficient est non négligeable, nous allons élargir notre étude paramétrique, en imposant une valeur tabulée selon le couple

de matériau, en prenant, ce qui permet de voir son influence et de comparer les deux cas avec et sans frottement.

f.1) Évolution du coefficient de frottement global

Les valeurs moyennes du coefficient de frottement global (macroscopique) (*cf.* Figure IV.15), obtenues pour les deux cas sans et avec frottement entre les deux parois et le troisième corps, sont respectivement: 0,24 et 0,28. Ce qui montre une légère augmentation dans le cas avec frottement entre les deux parois et le troisième corps.

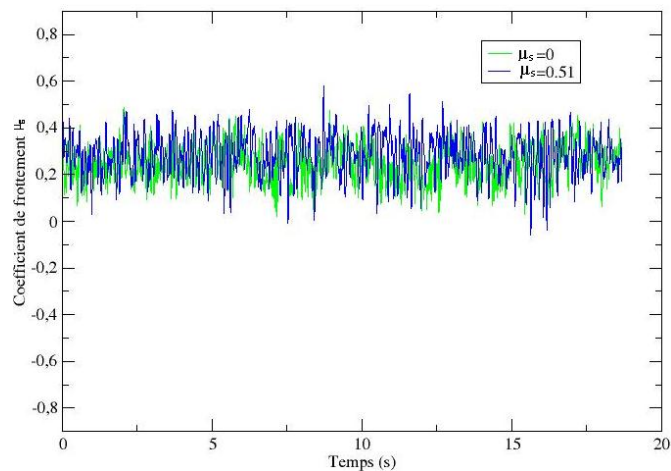


Figure IV.15: Évolution du coefficient de frottement le long du temps de simulation pour les deux cas sans et avec frottement des parois

f.2) Déplacement vertical de la paroi supérieure

La Figure IV.16 montre que la hauteur de l'échantillon augmente légèrement dans le cas de la prise en compte du coefficient de frottement entre les deux parois et le 3^e corps. Ceci peut s'expliquer la génération de porosités (interstices) dans le volume du 3^e corps, qui créent un écartement positif entre les deux parois.

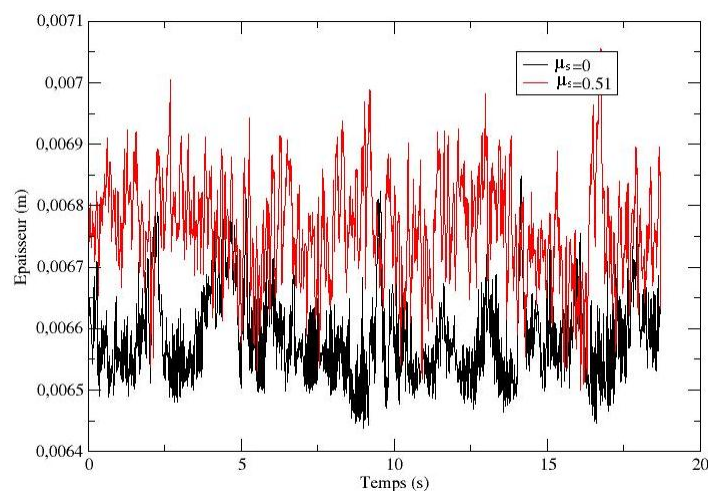


Figure IV.16: Déplacement de la paroi supérieure sans et avec frottement

f.3) Vitesse d'écoulement du 3^e corps

Nous remarquons sur la figure IV.17 que l'allure du profil de vitesse dans le cas avec frottement est plus redressée par rapport au cas sans frottement. Le redressement du profil de vitesse est causé par l'augmentation des vitesses maximales des particules aux frontières de la paroi inférieure, qui est due certainement à l'entraînement des particules proches des parois suite à leur interaction par frottement. Ces derniers, entraînent par effet de transmission en chaîne les autres particules dans le volume du 3^e corps.

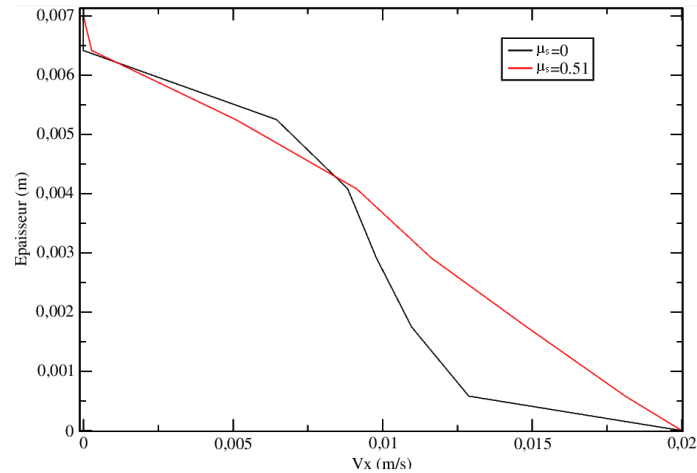


Figure IV.17: Profil de vitesse au travers de l'épaisseur du 3^e corps selon la direction de cisaillement pour le cas sans et avec frottement

f.4) Évolution de la température du 3^e corps

La figure IV.18 montre une augmentation insignifiante de température dans le volume du 3^e corps (0,1%) et nous pouvons dire que les deux courbes sont pratiquement identiques dans le cas avec et sans frottement pour. Alors que pour ce cas, le frottement entre les particules et les parois n'a pas d'incidence palpable sur la génération de la chaleur.

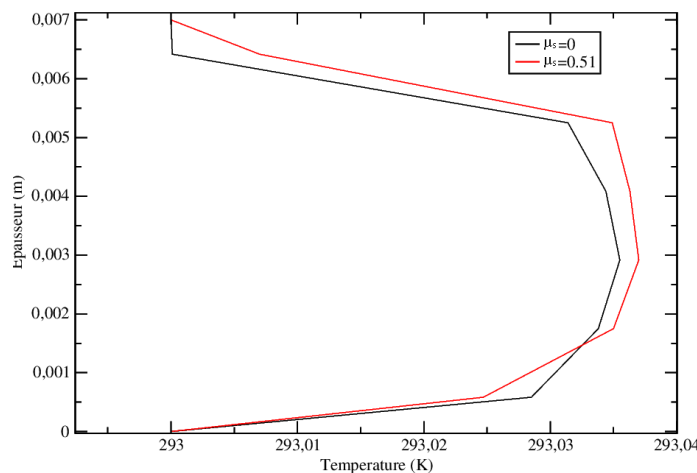


Figure IV.18 : Évolution du profil de température au niveau de l'épaisseur du 3^e corps pour le cas sans et avec frottement

f.5) Vérification de la conservation énergétique du système

A chaque simulation numérique en 2D nous devons préalablement vérifier la conservation énergétique du système (si le régime permanent est atteint). Cette vérification exige le calcul de l'énergie cinétique totale du système, pour vérifier l'équation du théorème de conservation d'énergie (cf. Annexe).

Pour les deux cas avec et sans frottement, d'après les figures IV.19 et IV.20, nous remarquons que :

- L'énergie cinétique totale du système qui est la somme des énergies des trois éléments (paroi supérieure, paroi inférieure et 3^e corps) est constante en moyenne (cf. Figure IV.19. (a)), ce qui implique alors que le cisaillement est aussi stationnaire (régime stable d'après Cao [CAO 11] (cf. Section 6.2.1)),
- la paroi supérieure oscille faiblement autour d'une position fixe (la vitesse de déplacement suivant y (V_{sup}) est presque nulle, d'après David [RIC 08] (cf. Section 4.2.4). Ce qui donne :

$$P_{sup} = \vec{F}_{sup} \cdot \vec{V}_{sup} \approx 0 \quad (IV.3)$$

- La dérivée de l'énergie cinétique totale ($\frac{d(E_{Totale})}{dt}$) qui est la somme des puissances de force des trois éléments est égale à zéro en moyenne (oscille faiblement autour de zéro d'après David [RIC 08] cf. Section 4.2.4) (cf. Figure IV.19. (b)). alors ce qui implique que:

$$P_{TC} = -P_{inf} = -\vec{F}_{inf} \cdot \vec{V}_{inf} \quad (IV.4)$$

- La puissance de la paroi supérieure reste très faible au cours de la simulation, on obtient une égalité entre les puissances du 3^e corps et celle de la paroi inférieure pour un temps de 20s de cisaillement des particules.

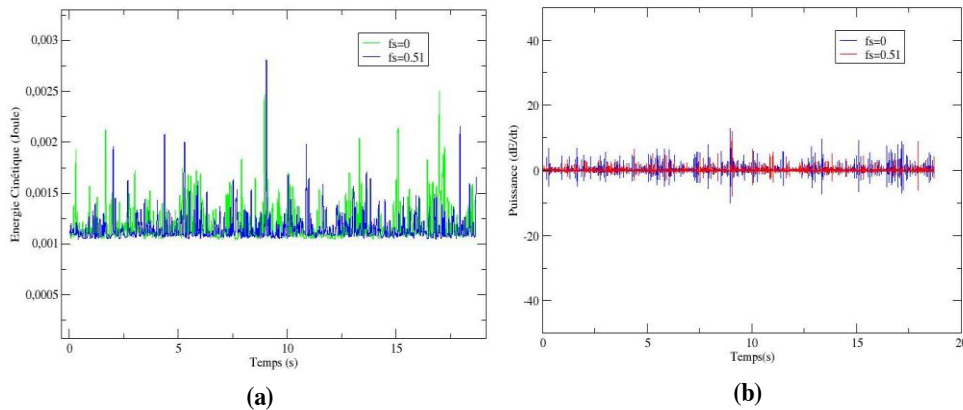


Figure IV.19: Évolution de l'énergie cinétique (a) et la puissance totale des éléments du système au cours de la simulation(b)

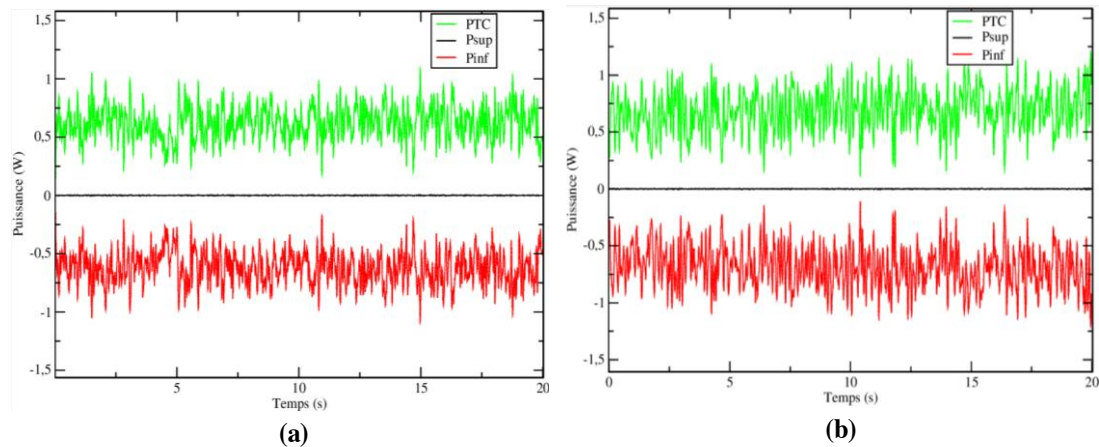


Figure IV.20: Évolution des puissances des éléments du système au cours de la simulation avec (a) et sans (b) frottement des parois

D'après la figure IV.20 et l'équation (IV.4), nous pouvons valider les considérations théoriques relatives à la conservation de l'énergie. Nous concluons que la paroi supérieure ne génère pas de puissance, cela prouve que la totalité de la puissance dissipée reste dans le 3^e corps, donc le système reste conservatif.

f.6) Conclusion

D'après cette étude paramétrique numérique que nous avons effectuée sur notre échantillon, nous pouvons conclure que :

- Les résultats obtenus au cours de ces simulations numériques sont en accord avec les résultats des travaux déjà réalisés [RIC 08, NGU 09b], concernant le profil de vitesse et de température, ce qui montre que le comportement thermo-mécanique de notre modèle est acceptable.
- le théorème de conservation d'énergie est vérifié, donc le système est conservatif.

IV.3.5 Cas de forces normale et tangentielle concourantes

Dans cette partie, la nouveauté de notre étude réside dans le fait de fixer la paroi inférieure et d'appliquer à la paroi supérieure à la fois une force normale (pression) et une force tangentielle qui assure une vitesse de cisaillement asservie, (*cf.* Figure IV.21). Cette configuration correspond justement à celle offerte par le simulateur "Tribo-Gral" (*cf.* Section III.1).

En ce qui suit, nous allons présenter la description du modèle expérimental et effectuer une simulation numérique, sous sollicitations tribologiques imposés et la condition de

périodicité géométrique aux frontières de l'échantillon suivant x en 2D sur l'échantillon choisi préalablement (cf. Section IV.3.3.6).

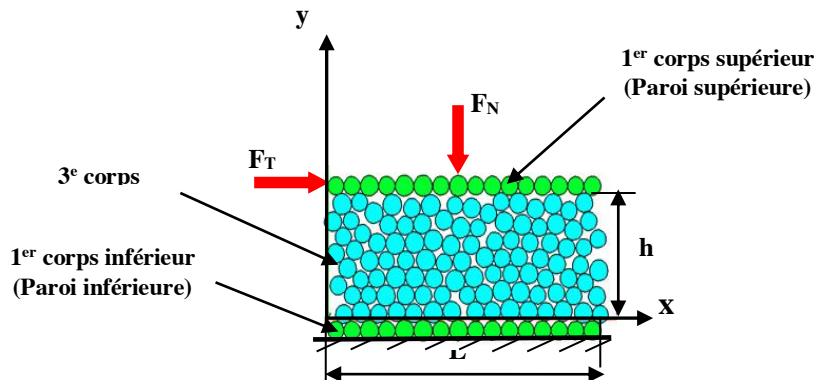


Figure IV.21 : Cas de forces normale et tangentielle concourantes pour une géométrie du modèle en 2D

IV.3.5.1 Paramètres géométriques et dynamiques de l'échantillon

Dans ce cas de forces normale et tangentielle concourantes, il se produit un cisaillement simple dans le volume du 3^e corps entre les deux parois rugueuses. La loi d'interaction utilisée entre les particules est la loi IQS.

a) Définition du repère :

On note Ox la direction de l'écoulement et Oy la direction orthogonale pour le cas bidimensionnel (2D).

b) Paramètres dynamiques :

Le premier corps inférieur est asservi en vitesse constante $V = 0,02\text{m/s}$,

Le chargement normal est asservi en pression de contact constante $P = 10^4\text{Pa}$.

c) Paramètres géométriques:

Épaisseur du volume 3^e corps $h = 7\text{mm}$,

Longueur de l'échantillon $L = 15\text{mm}$,

La largeur $l = 13\text{mm}$.

IV.3.5.2 Caractéristiques numériques du modèle

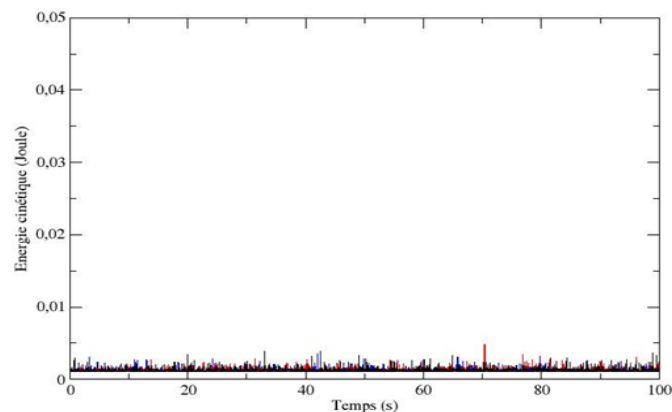
Les principaux caractéristiques numériques du modèle utilisés dans les simulations bidimensionnelle (2D) sont bien d'écrits dans le tableau suivant :

Tableau IV.4 : Caractéristiques numériques du modèle

La longueur L [mm]	15
La largeur l [mm]	13
L'épaisseur h [mm]	7
Rayon moyen des billes R_{moy} [mm]	0,5
Rayon maximale des billes R_{max} [mm]	0,55
Rayon minimale des billes R_{min} [mm]	0,45
Pas du temps Δt [s]	10^{-05}
Pression P [Pa]	10^4
Vitesse de cisaillement V [m/s]	0,02
Coefficient de frottement statique μ_s	0,51(Verre); 0,4(Aluminium); 0,3(Acier)
Nombre d'itération	10^6 à 10^7
Loi de contact	IQS

IV.3.5.3 Vérification de la conservation de l'énergie cinétique du système

En suivant la même méthodologie d'analyse du cas de forces distantes (*cf.* Annexe), et d'après les résultats obtenus (*cf.* Figure IV.22), nous pouvons conclure directement que le système est conservatif.

**Figure IV.22 :** Énergie cinétique totale du système

IV.3.5.4 Influence du matériau du 3^e corps sur sa rhéologie

Dans l'objectif de voir l'influence du paramètre "matériau" du 3^e corps avec ses propriétés mécaniques et thermiques sur sa rhéologie thermomécanique. Pour cela nous avons choisi trois types de matériau (Acier, Aluminium et Verre).

a) Erreur numérique (ou qualité de simulation)

Comme il a été mentionné dans le chapitre II (*cf.* Annexe), dans les milieux discrets il faut vérifier dans un premier temps la qualité des simulations par le contrôle de la violation moyenne (Valeur d'erreur numérique) qui représente la moyenne des interpénétrations entre particules. Nous allons donc utiliser deux paramètres pour ce contrôle numérique qui sont :

1. L'épaisseur du volume du 3^e corps qui est déterminé par le déplacement de la paroi

supérieure ($h=h_0$ -déplacement),

- la violation maximale qui représente la moyenne des interpénétrations maximales entre particules et qui est baptisé “Gap_{max}”.

La figure IV.23 montre que le régime d’écoulement du 3^e corps est stable pour les trois types de matériau choisis.

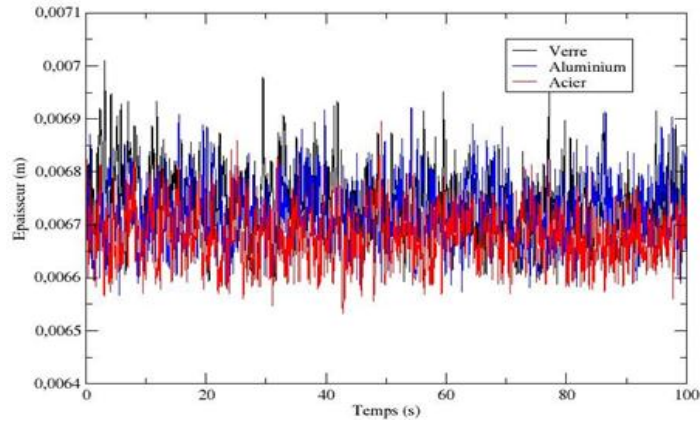
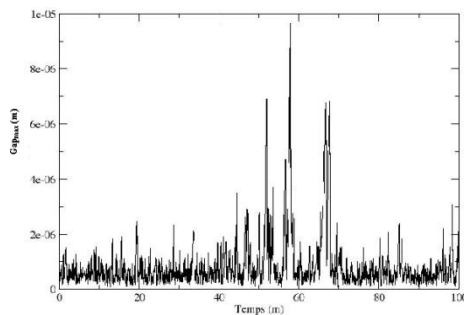
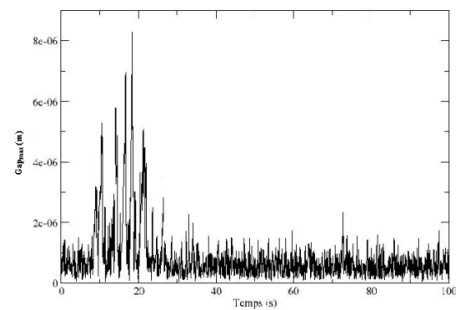


Figure IV.23 : Épaisseur du volume du 3^e corps pour les différents matériaux en fonction du temps

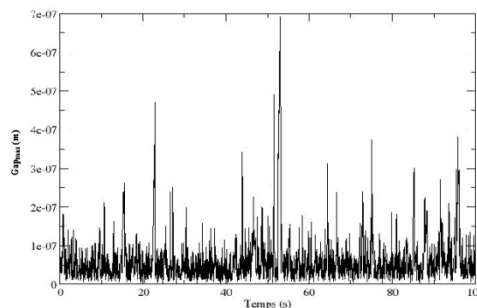
Les valeurs moyennes des Gap_{max} obtenues pour les trois matériaux sont inférieures par rapport à la valeur limite $0,1\% \cdot R_{moy}$, ce qui prouve alors que les trois régimes sont stationnaires (cf. Figure IV.24 (a), (b) et (c)).



(a) : Verre



(b) : Aluminium



(c) : Acier

Figure IV.24 : Représentation de l'évolution de la violation pour les trois matériaux en fonction du temps

b) Évolution du coefficient de frottement global

Une décroissance exponentielle du coefficient de frottement avec le temps de cisaillement pour les trois matériaux. Après 100s la valeur du coefficient de frottement global obtenue est légèrement supérieure dans le cas de l'acier que pour le verre et l'aluminium (cf. Figure IV.25). Ceci est dû aux contraintes de cisaillement qui sont provoquées d'une part par le frottement, et qui dépendent d'autre part de la pression de contact et du poids des billes.

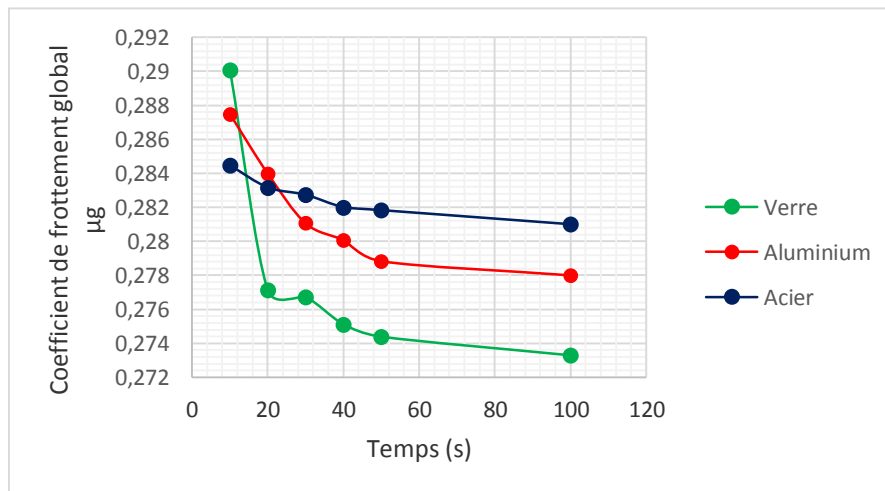


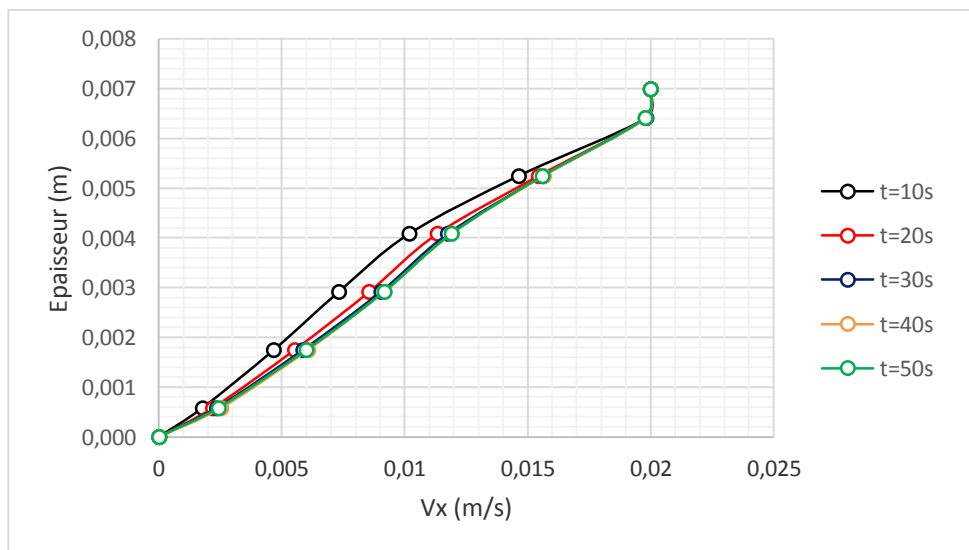
Figure IV.25 : Évolution du coefficient de frottement durant le temps de simulation pour les trois types de matériau

c) Vitesse d'écoulement du 3^e corps

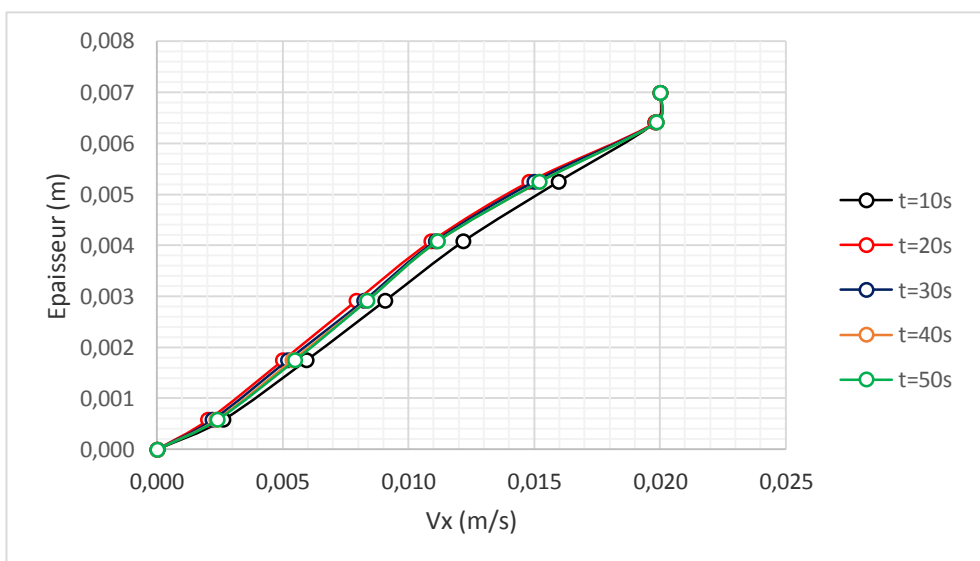
Les figures IV.26 (a), (b) et (c), représentent l'influence du temps de simulation sur le profil de vitesse au travers de l'épaisseur du 3^e corps dans les trois cas des matériaux étudiés.

Nous observons dans les trois cas (Verre, Aluminium, Acier) que les profils de vitesse sont identiques à partir d'un temps de simulation de 20s, où la stabilisation de l'écoulement des billes.

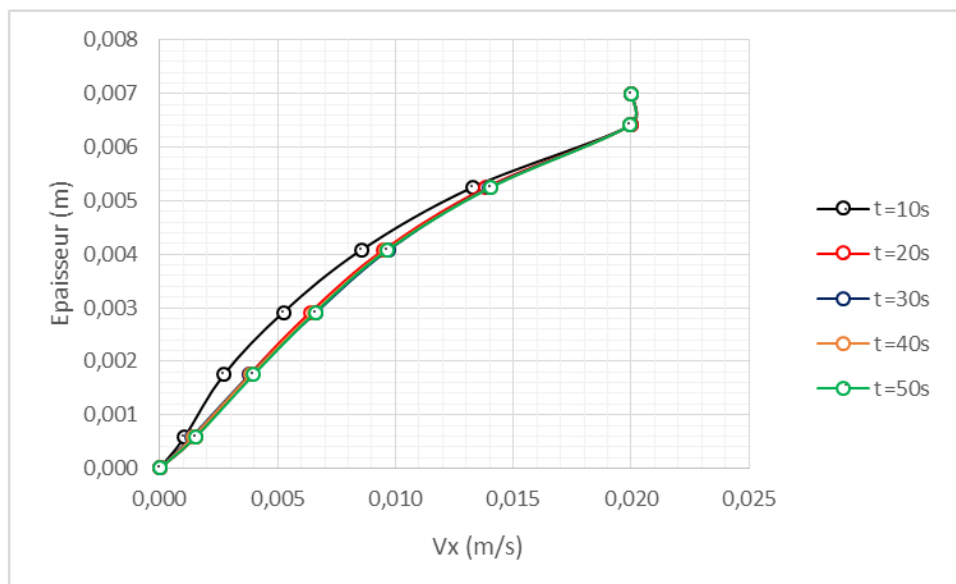
Dans le cas de l'acier, le coefficient de frottement est le plus petit, ce qui explique l'allure courbé du profil de vitesse, sous la forme ($y= x^2$). Il est clair qu'un plus faible coefficient de frottement facilite l'augmentation rapide de la vitesse.



(a)



(b)



(c)

Figure IV.26 : Evolution du profil de vitesse avec le temps de simulation pour les trois matériaux : (a) : Verre, (b) : Aluminium, (c) : Acier

Pour un temps de simulation plus long (100s), l'allure des profils de vitesse de cisaillement obtenus (*cf.* Figure IV.27) est plus linéaire. Ce qui nous a permis de déduire que l'écoulement est de type Couette.

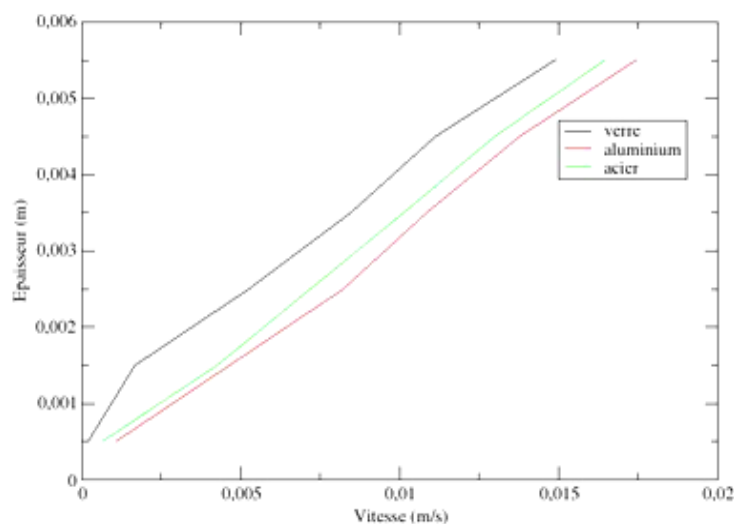
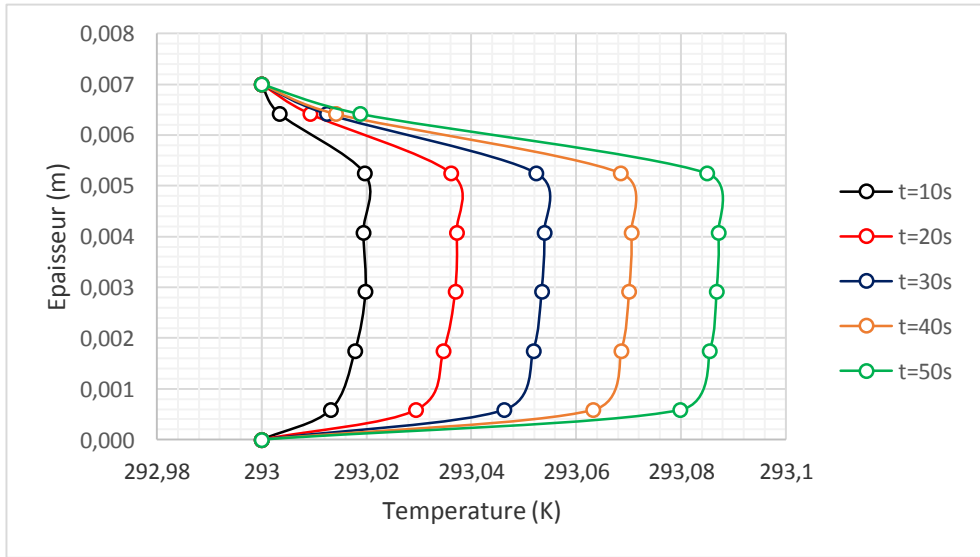


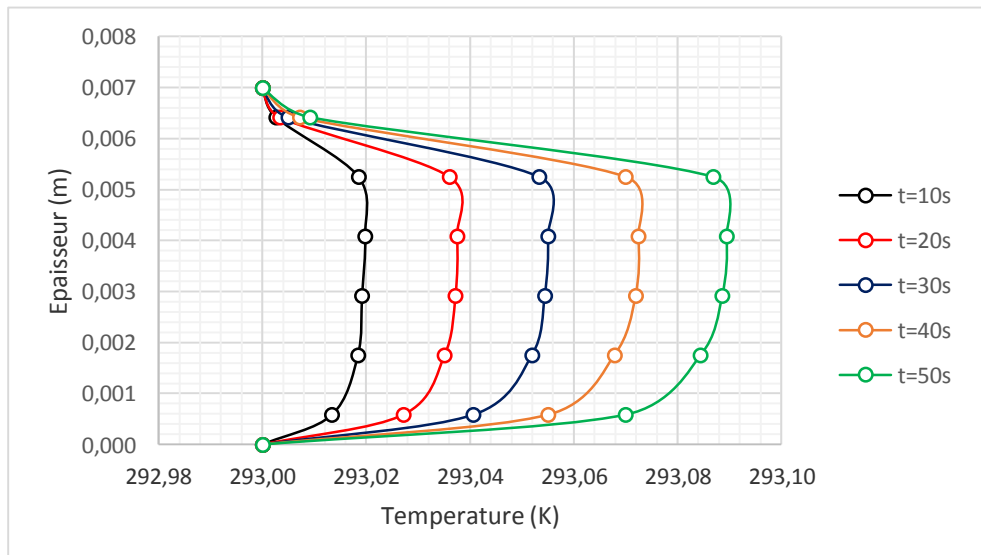
Figure IV.27 : Profils de vitesse des trois matériaux au travers de l'épaisseur du 3^e corps selon la direction de cisaillement pour le temps de simulation 100s

d) Évolution de la température du 3^e corps

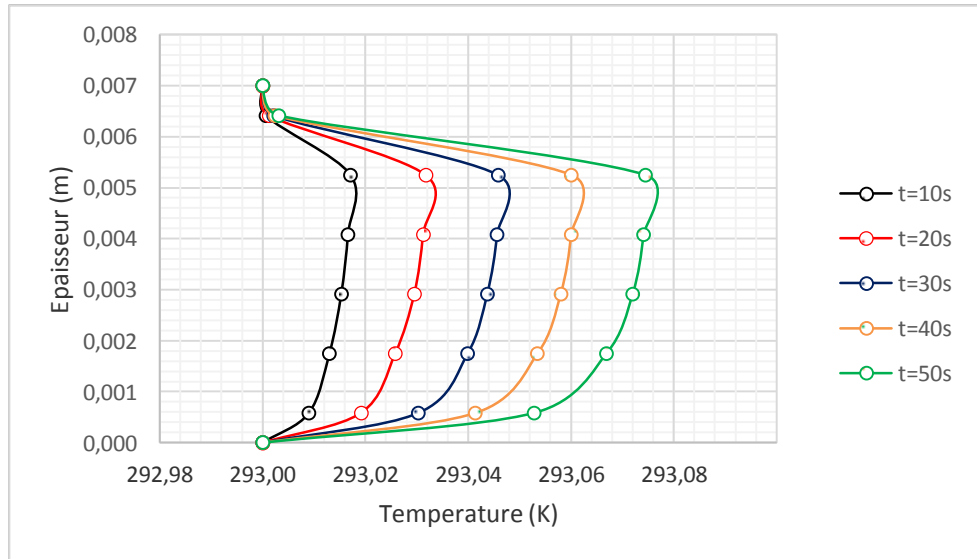
Pour les différents temps de simulation, la valeur maximale de la température (*cf.* Figure IV.28. (a), (b) et (c)) pour les trois matériaux, est située près de la paroi supérieure où le cisaillement est important (zone de génération de chaleur par frottement). Cette valeur croît avec le temps de simulation, de façon insignifiante ($<0,1K$), étant donnée la faible variation de la vitesse imposée, ce qui ne génère pas une chaleur importante.



(a)



(b)



(c)

Figure IV.28 : Evolution du profil de température avec le temps de simulation pour les trois matériaux : (a) : Verre, (b): Aluminium, (c): Acier

Dans le cas du temps de simulation de 100s, la valeur maximale de la température est plus importante pour le matériau de faible capacité thermique qui est le verre (*cf.* Figure IV.29), qui se chauffe alors plus que l'aluminium et l'acier.

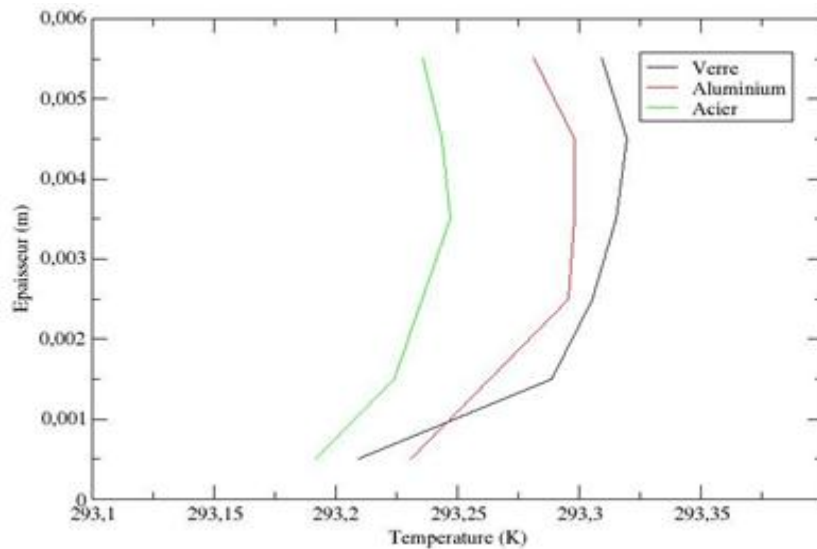


Figure IV.29 : Profils de température des trois matériaux au travers de l'épaisseur du 3^e corps selon la direction de cisaillement pour le temps de simulation 100s

D'après la figure IV.30, nous remarquons que le nombre de Biot fluctue autour de (0,04) pour l'acier et autour de (0,08) pour le verre et l'aluminium. Quand ($Bi < 1$), cela

signifie que le transfert conductif de chaleur est plus rapide au sein de la particule plutôt qu'au niveau du contact.

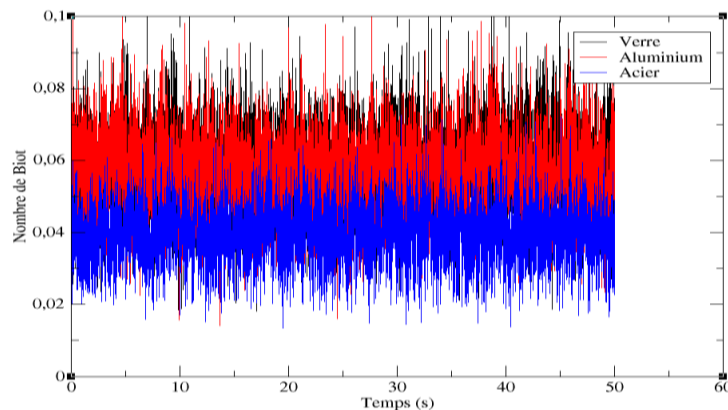


Figure IV.30 : Evolution du nombre de Biot avec le temps de cisaillement pour les trois matériaux

IV.3.5.5 Influence de la vitesse de cisaillement

Dans notre modèle, la vitesse de cisaillement est l'une des principales sollicitations tribologiques qui caractérise la rhéologie des particules du 3^e corps cisailé. C'est pourquoi, nous allons étudier son influence sur le comportement thermo-mécanique du volume du 3^e corps par la réalisation de différents essais numériques avec des différentes vitesses de cisaillement.

a) Vérification de l'erreur numérique

Pour chaque simulation, il faut d'abord vérifier l'erreur numérique (*cf. Section IV.3.5.4 :(a)*) par le contrôle des deux paramètres utilisés : le déplacement de la paroi supérieure et la valeur de l'interpénétration Gap_{max} . Le résultat obtenu (*cf. Figures IV.31 et IV.32*) montre que :

1. le régime d'écoulement est stable pour les différentes vitesses (hauteur constante),
2. l'épaisseur de l'échantillon augmente avec la vitesse de cisaillement,
3. les valeurs moyennes de Gap_{max} sont inférieures au pourcentage $0,1\% \cdot R_{moy}$ (*cf. Figure IV.32. (a), (b), (c) et (d)*). Ceci prouve que la qualité de simulation est acceptable.

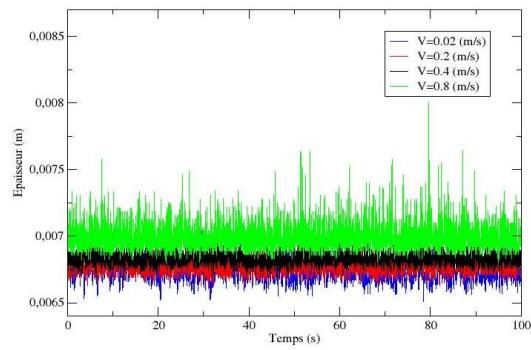


Figure IV.31: Déplacement de la paroi supérieure pour les différentes vitesses de cisaillement

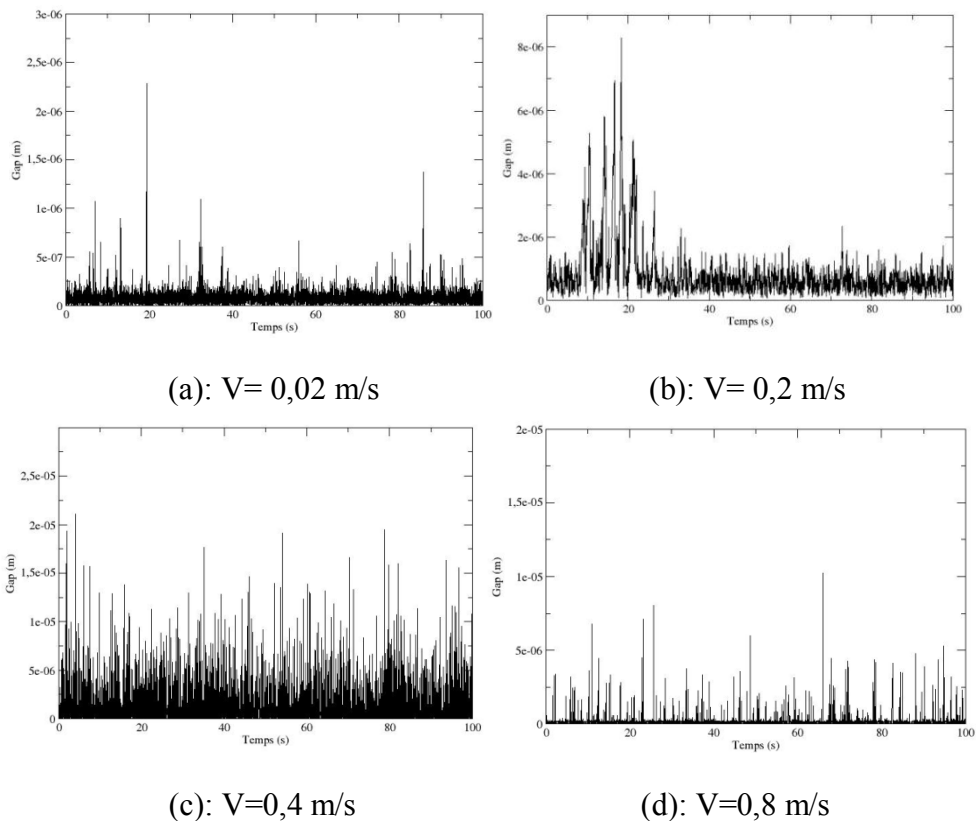


Figure IV.32: Violation évolution pour les différentes vitesses de cisaillement

b) Évolution du coefficient de frottement global

Pour le temps de simulation 100s, le coefficient de frottement global dans le volume du 3^e corps (cf. Figure IV.33) croit légèrement avec les vitesses de cisaillement appliquées.

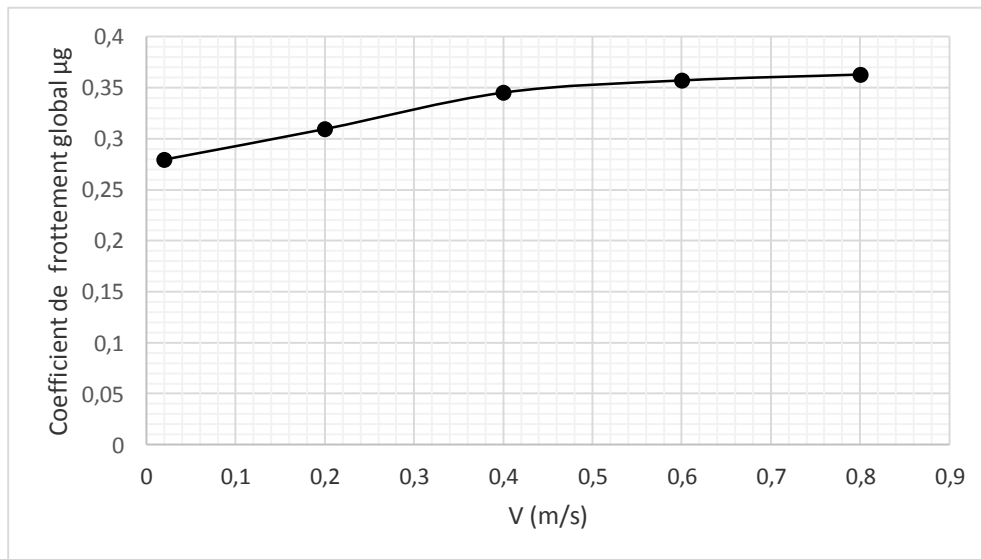
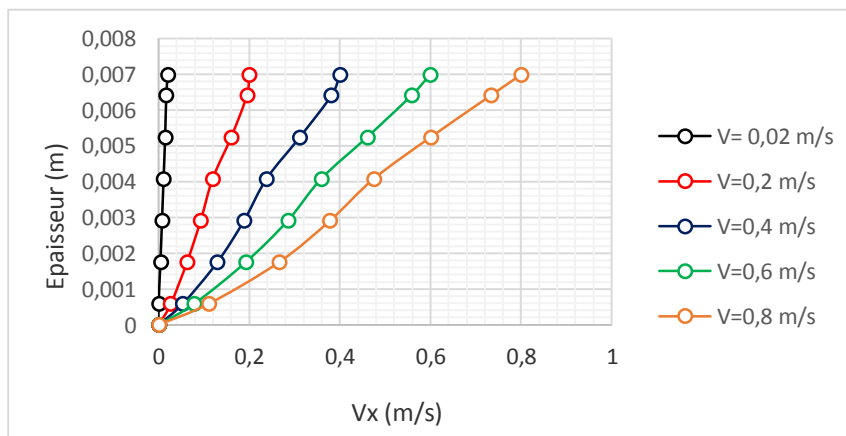


Figure IV.33: Evolution du coefficient de frottement global pour les différentes vitesses de cisaillement

c) Vitesse d'écoulement du 3^e corps

Les figures IV.34 (a) et (b), représentent l'influence de la vitesse de cisaillement sur le profil de vitesse au travers de l'épaisseur du 3^e corps pour deux temps de simulation de 20s et 100s. Nous observons la même allure obtenue pour ces profils de vitesse, donc, le même régime d'écoulement des billes du 3^e corps, et la même réponse mécanique.



(a)

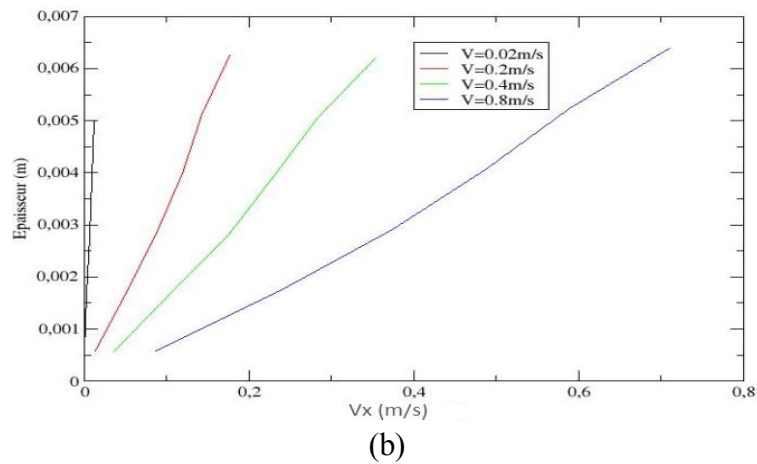
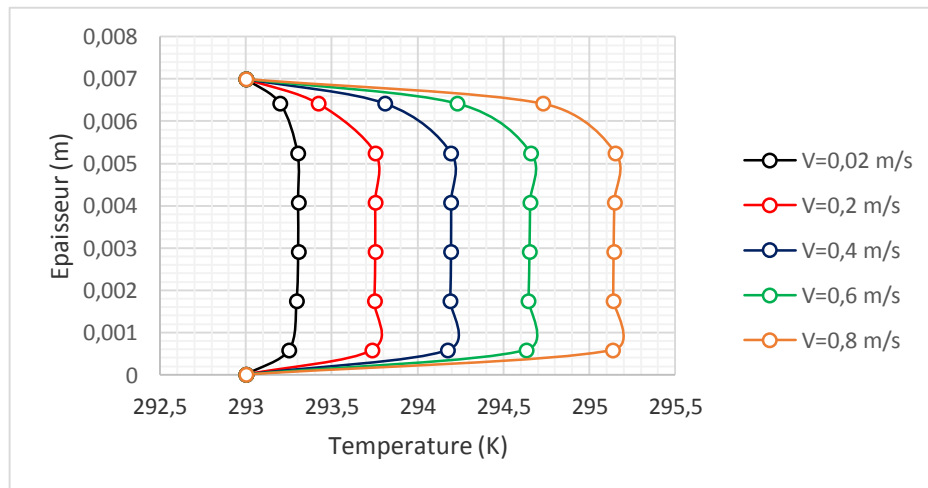
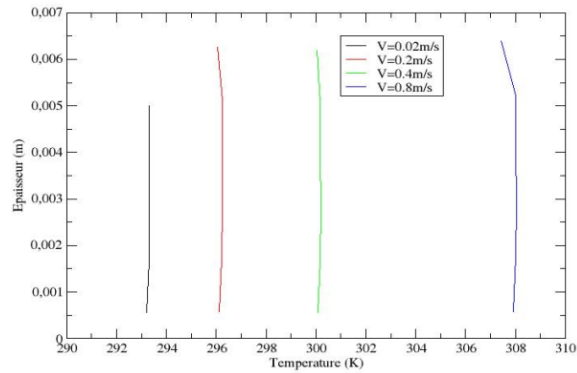


Figure IV.34 : Profils de vitesse au travers de l'épaisseur du 3^e corps pour les différentes vitesses de cisaillement dans les deux temps de simulation :(a): 20s et (b):100s

d) Évolution thermique du 3^e corps

Les résultats obtenus ont montré que la température moyenne de chaque tranche de l'échantillon du 3^e corps augmente avec l'augmentation de la vitesse de cisaillement (cf. Figures IV.35 (a), (b) et IV.36). En effet, cette dernière représente un apport thermique dû à l'énergie cinétique des particules en mouvement.





(b)

Figure IV.35: Profils de température au travers de l'épaisseur du 3^e corps pour les différentes vitesses de cisaillement dans les deux temps de simulation :(a): 20s et (b):100s

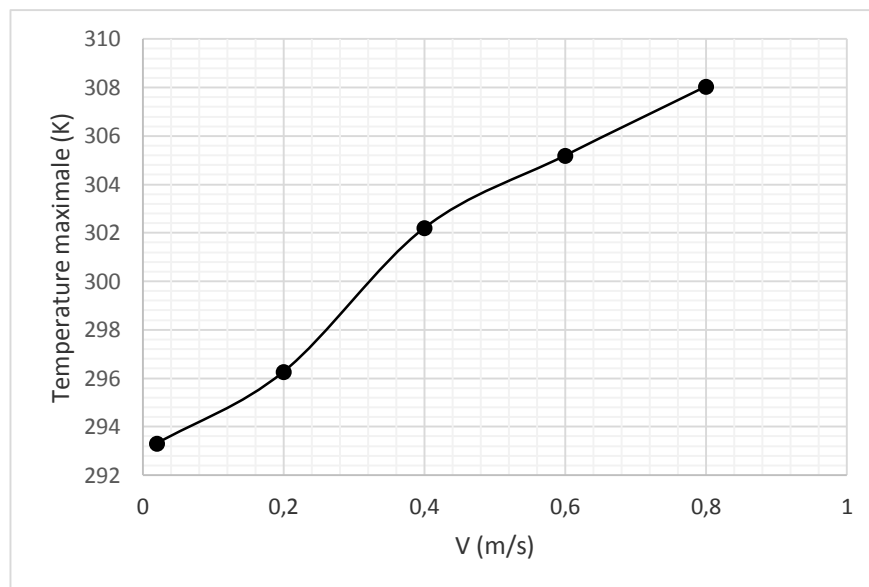


Figure IV.36: Evolution de la température maximale avec la vitesse de cisaillement pour le temps de simulation 100s

Nous remarquons sur les figures IV.37 et IV.38, une augmentation exponentielle de la température à partir de la vitesse de cisaillement de 1,2 m/s. pour un temps de simulation de 20s, avec une interpénétration $Gap_{max} < 0,1\% \cdot R_{moy}$.

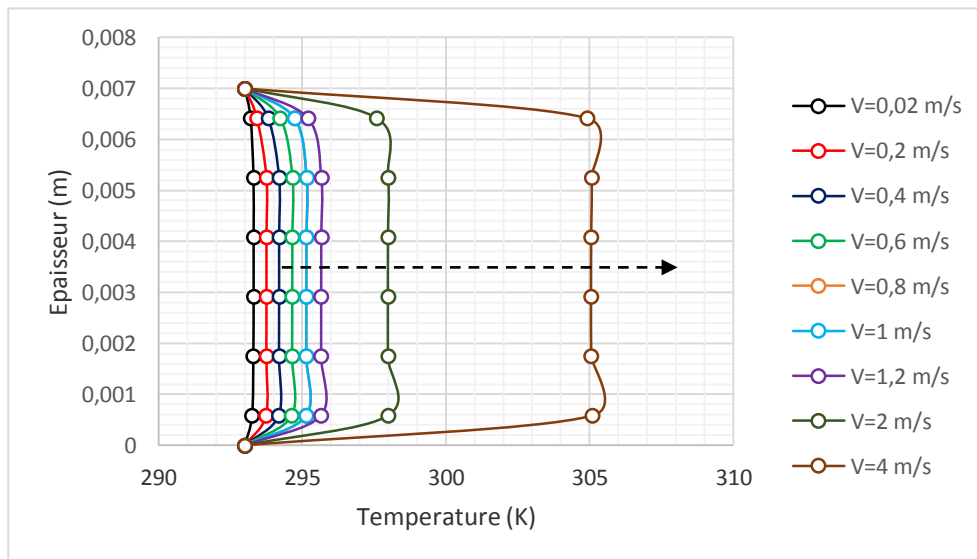


Figure IV.37: Autres profils de température au travers de l'épaisseur du 3^e corps pour des vitesses de cisaillement plus grandes avec le temps de simulation de 20s

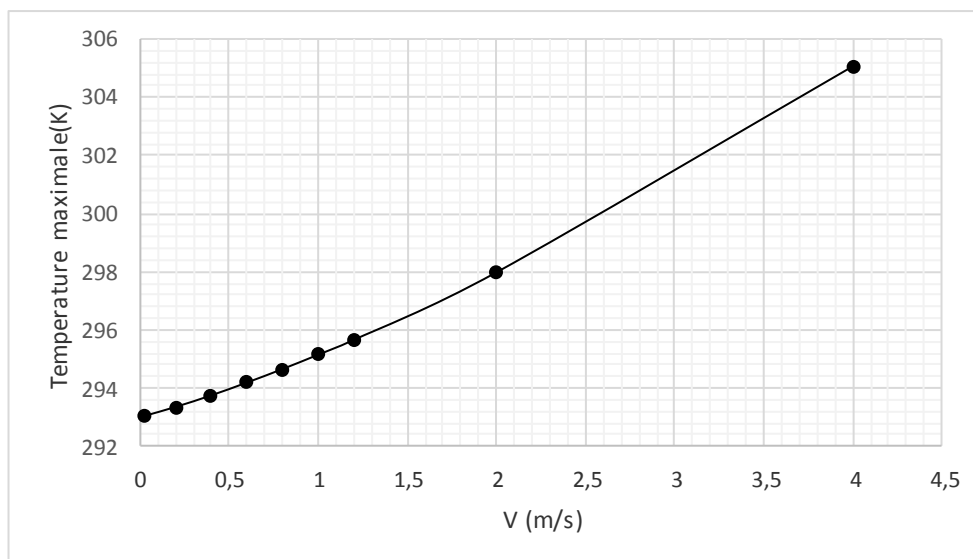


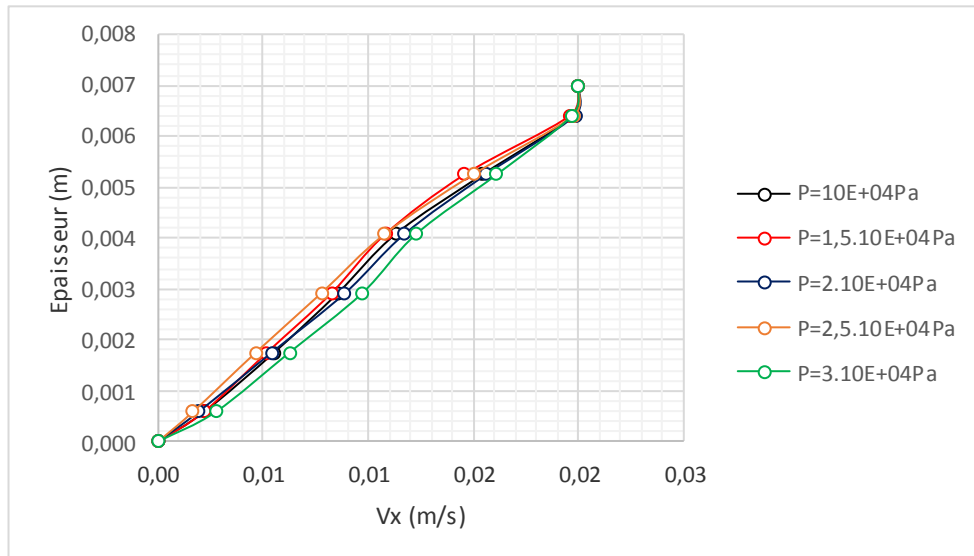
Figure IV.38 : Evolution de la température maximale avec la vitesse de cisaillement pour le temps de simulation 20s

IV.3.5.6 Influence de la pression de contact

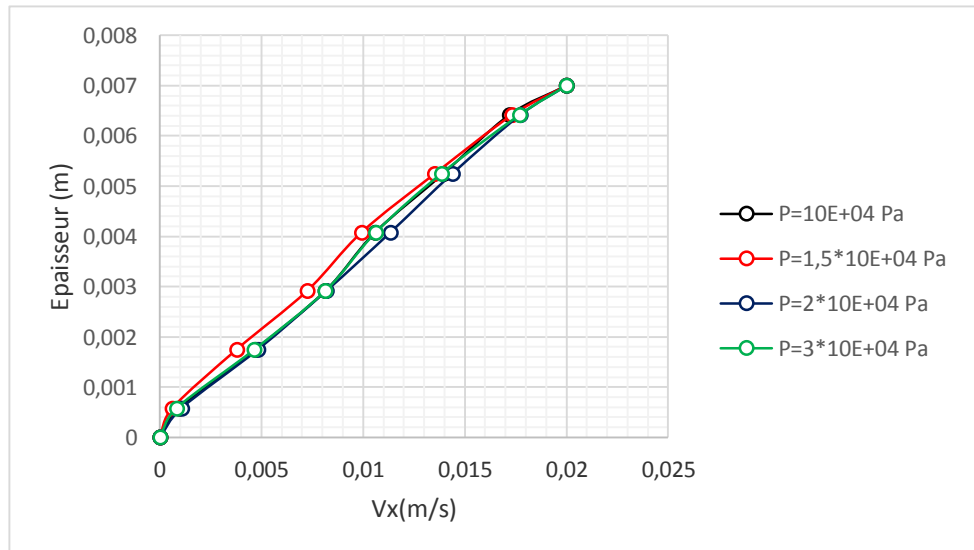
La pression de contact appliquée est aussi l'une des sollicitations tribologiques qui a garanti la réalisation du cisaillement des particules du 3^e corps. Pour cette raison, nous allons étudier l'influence de cette sollicitation sur le comportement rhéologique thermo-mécanique de ces particules.

a) Profils de vitesse

D'un point de vue mécanique, et d'après les figures IV.39 (a) et (b) nous remarquons que pour les différentes valeurs de la pression de contact, le profil de vitesse reste toujours linéaire et ne change pas, ce qui montre alors un même régime d'écoulement des particules.



(a)



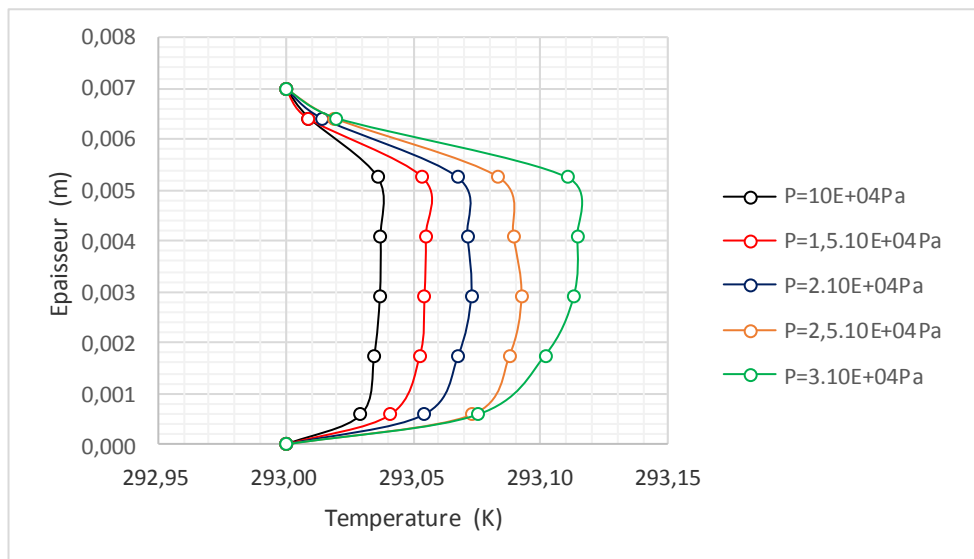
(b)

Figure IV.39: Evolution de profil de vitesse avec la pression de contact pour les deux temps de simulation : (a) :20s et (b) :100s

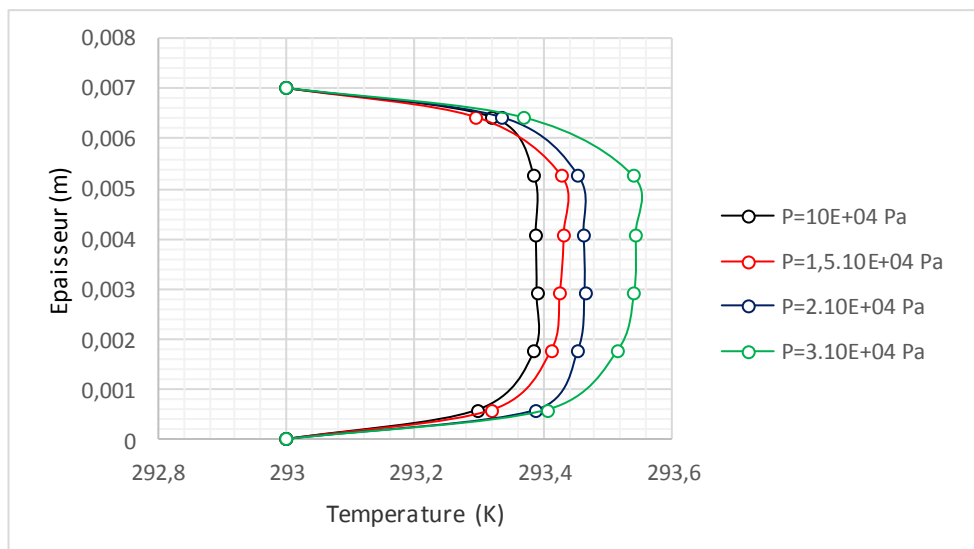
b) Profils de Température

D'un point de vue thermique, la valeur moyenne de la température et ce profil dans le volume du 3^e corps est variée d'une façon proportionnelle avec l'augmentation de la pression du contact (*cf.* Figure IV.40. (a) et (b)).

À l'échelle granulaire, lorsque la valeur de cette dernière augmente, la porosité commence à diminuer sous l'effet des contraintes mécaniques, ce qui prouve que le frottement entre les particules augmente et engendre une génération locale importante de la chaleur.



(a)



(b)

Figure IV.40: Evolution de profil de température au travers de l'épaisseur du 3^e corps avec la pression de contact pour les deux temps de simulation : (a) :20s et (b) :100s

Alors, les résultats obtenus ont montré que la température moyenne de chaque tranche de l'échantillon du 3^e corps augmente avec l'augmentation de la pression de contact appliquée (cf. Figure IV.41).

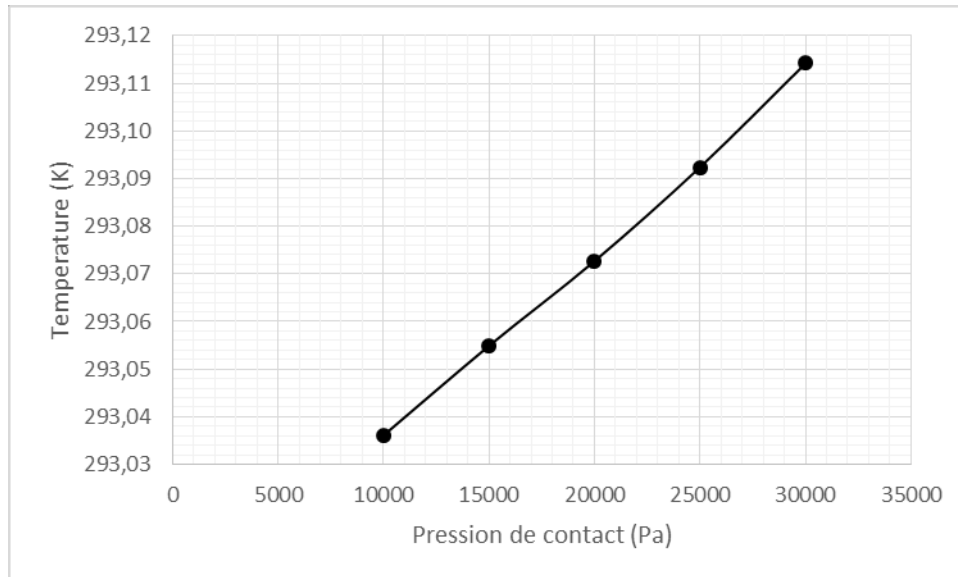


Figure IV.41 : Evolution de la température maximale avec la pression de contact pour le temps de simulation 20s

IV.3.5.7 Influence de la cohésion

Au sein des cellules de cisaillement, la rhéologie du 3^e corps est très dépendante de l'adhésion entre les particules. Dans ce contexte et à l'échelle microscopique, nous avons intégré le coefficient de cohésion entre les particules du 3^e corps cisailé, dans le but de traiter l'influence de ce paramètre locale sur son comportement thermo-mécanique.

L'allure des profils de vitesse obtenus n'est pas parfaitement linéaire pour le cas avec cohésion (cf. Figure IV.42) comme il a été observé dans les cas précédents. Ce qui prouve alors un régime d'écoulement des particules différent.

Pour l'évolution de la génération de la chaleur dans ce milieu granulaire au cours du cisaillement, la figure IV.43 illustre les profils de température dans ce milieu pour les différentes valeurs de cohésion locale. Avec ces différentes valeurs de cohésion choisies, nous observons que les profils sont presque identiques que ce soit aux niveaux des vitesses ou bien des températures au travers de l'épaisseur du 3^e corps.

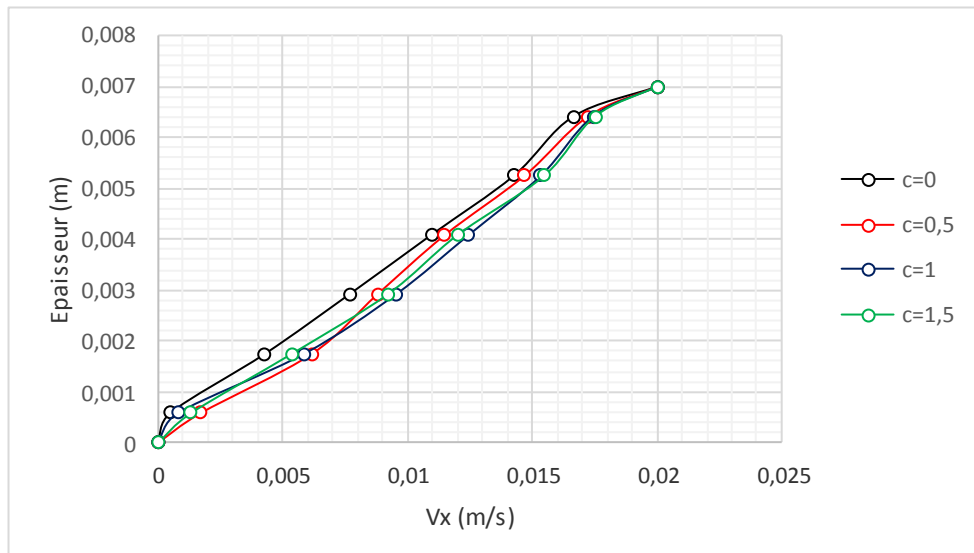


Figure IV.42: Evolution de profil de vitesse au travers de l'épaisseur du 3^e corps avec la cohésion pour le temps de simulation 100s

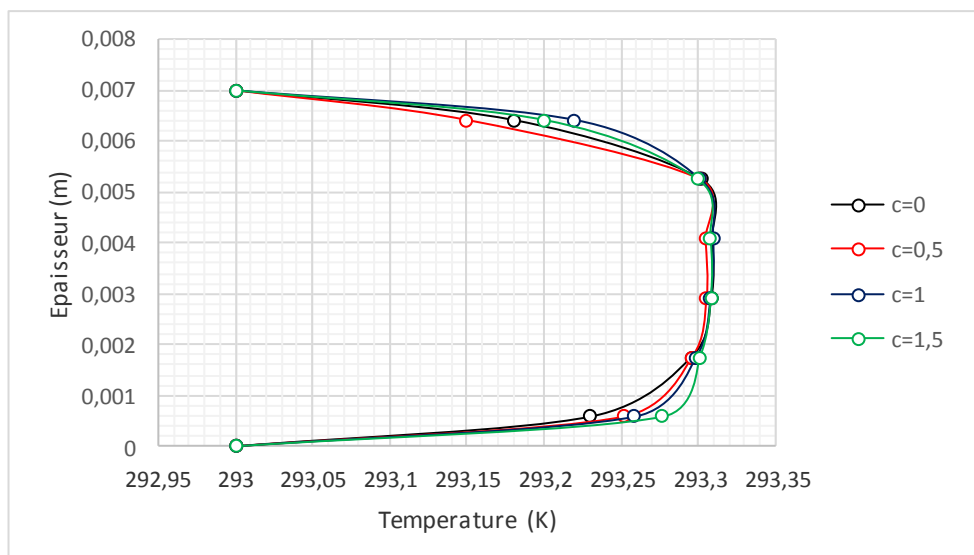


Figure IV.43 : Evolution de profil de température au travers de l'épaisseur du 3^e corps avec la cohésion pour le temps de simulation 100s

IV.4 CONCLUSION

D'après les résultats obtenus par l'élaboration et la validation numérique du modèle expérimental "Tribo-Gral", le bilan de ces résultats est synthétisé par les points suivants :

- L'augmentation du temps de simulation permet de produire un écoulement granulaire plus réel.
- La génération de la chaleur est plus importante dans la partie cisailée plus proche de la paroi mobile ;

- Pour les trois types de matériaux étudiés, la valeur maximale de la température est située autour du centre de l'épaisseur du 3^e corps.
- la vitesse de propagation de la chaleur dans le volume granulaire est différente d'un matériau à un autre à cause de la capacité thermique ;
- Les valeurs obtenues du coefficient de frottement global du système influent sur le phénomène de générations de la chaleur, ainsi sur la nature d'écoulements des billes ;
- La diversité de la vitesse de cisaillement provoque une variation sur le coefficient de frottement, et la valeur moyenne de la température calculée;
- L'influence de la pression de contact sur le comportement mécanique du volume engendre une variation du frottement entre les particules, donc une génération locale différente de la chaleur.
- les différentes valeurs choisies de la cohésion locale produisent une faible différence aux niveaux des régimes d'écoulement des particules, ainsi des dispersions de la chaleur dans le volume.

A la lumière de ces résultats obtenus par toutes ces simulations numériques que nous avons réalisés, on peut conclure que :

- La nature des billes du 3^e corps reste toujours l'un des paramètres clés traité dans l'étude comparative sur sa rhéologique.
- L'importance de la détermination correcte de la taille de l'échantillon de modélisation ;
- L'influence des sollicitations tribologiques sur le comportement thermo-mécanique du 3^e corps cisailé ;
- L'intégration des paramètres locaux tels que : la cohésion et le coefficient de frottement inter-éléments dans la réalisation numérique du modèle, enrichi de plus la compréhension de la phénoménologie thermo-mécanique de la rhéologie des particules du 3^e corps.

CHAPITRE : V

VALIDATION PAR COMPARAISON AVEC RÉSULTATS SIMILAIRES VÉRIFIÉES ANTÉRIEUREMENT

Cette partie de notre travail a pour but de valider le modèle numérique par comparaison avec des résultats similaires vérifiés dans autres recherches. Deux types de modèle numérique (Couette, tambour tournant) qui ont été utilisés dans cette partie de simulation. L'objectif principal de ce chapitre est d'améliorer la compréhension de la thermo-mécanique granulaire, via des simulations, des écoulements granulaires dans ces deux modèles.

Sommaire

V.1 MODÈLE DE « COUETTE »	105
V.1.1 Introduction.....	105
V.1.2 Définition de la géométrie du modèle.....	105
V.1.3 Caractéristiques numériques du modèle.....	106
V.1.4 Calcul des vitesses et températures.....	107
V.1.5 Influence du matériau des billes.....	108
V.1.6 Influence des sollicitations tribologiques.....	113
V.1.7 Synthèse du modèle de Couette.....	116
V.2 MODÈLE DU « TAMBOUR TOURNANT »	117
V.2.1 Introduction.....	117
V.2.2 Paramètres du Modèle.....	118
V.2.3 Discrétisation du milieu granulaire.....	119
V.2.4 Résultats et discussion.....	120
V.2.5 Synthèse du modèle de Tambour Tournant.....	130
V.3 CONCLUSION	132

V.1 MODÈLE DE « COUETTE »

V.1.1 Introduction

A la lumière de la résolution du problème local de contact frottant due au cisaillement annulaire sec où le cisaillement des particules est indéfiniment et le taux est élevé, de récentes études expérimentales ont montrés que les conditions de fonctionnement jouent un rôle crucial dans les propriétés dynamiques des écoulements granulaires sous ce type de cisaillement. À titre d'exemple l'effet du frottement entre particules sur les contraintes [JIS 09], de la géométrie du système et la forme des particules sur la qualité et la quantité du flux [ALE 13, MCC 10] ainsi que l'effet du gradient de vitesse sur la température granulaire mesuré [LIA 12].

D'un point de vue numérique, la méthode des éléments discrets (DEM) a été utilisée pour mesurer les profils de compacité, vitesse et contraintes, ainsi que de grandeurs plus fines telles que le nombre de coordination ou les fluctuations des mouvements des grains [CAN 07, GDR 04]. De fortes déformations sont observées dans la zone des particules voisines du cylindre mobile avec une hétérogénéité de la distribution des champs de contraintes qui conduit à une localisation du cisaillement [KOV 09]. Ces études numériques ont essayé de trouver les réponses mécaniques du contact, sans tenir compte de l'aspect thermique. Dans ce contexte et vu que les difficultés de la réalisation expérimentale de l'étude thermique. Nous allons effectuer une étude numérique en 2D sur le comportement thermo-mécanique d'un milieu granulaire dans une cellule de cisaillement annulaire à vitesse de cisaillement et pression de confinement imposées. Nous allons donc, utiliser la Méthode des Eléments Discrets (MED), et introduire dans notre modèle numérique, d'autres paramètres inter-granulaires qui influent sur le comportement thermo-mécanique.

V.1.2 Définition de la géométrie du modèle

Le premier modèle réalisé dans cette étude numérique est d'une géométrie de type « **Couette** » en 2D (cf. Figure V.1). Cette géométrie comporte deux cylindres :

- Un cylindre intérieur mobile, qui tourne avec une vitesse de rotation ω , discrétisé par des disques de diamètre **0,6 mm**, qui simulent des billes,
- Un cylindre extérieur fixe (membrane pneumatique) sur lequel est appliquée une pression normale périphérique, pour imposer le cisaillement des billes (disques, particules) du milieu granulaire.

- Le milieu granulaire comporte **7536** particules rigides (calculé selon la géométrie) sous forme de disques, de rayon moyen $R_{moy} = 0,25$ mm. Ces particules sont réparties uniformément avec une dispersion de 10%.

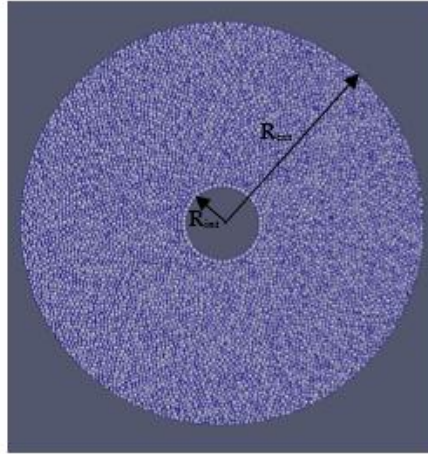


Figure V.1: Géométrie du modèle de type «Couette»

V.1.3 Caractéristiques numériques du modèle

Après la réalisation de la phase mise en charge (*cf.* IV.3.2) avec une pression normale de P_0 (*cf.* Figure V.2.a), et pour simuler le cisaillement des particules, la géométrie du modèle est soumise à des sollicitations tribologiques imposées: une pression périphérique appliquée sur le cylindre extérieur fixe et une rotation du cylindre intérieur mobile avec une vitesse ω (*cf.* Figure.V.2.b).

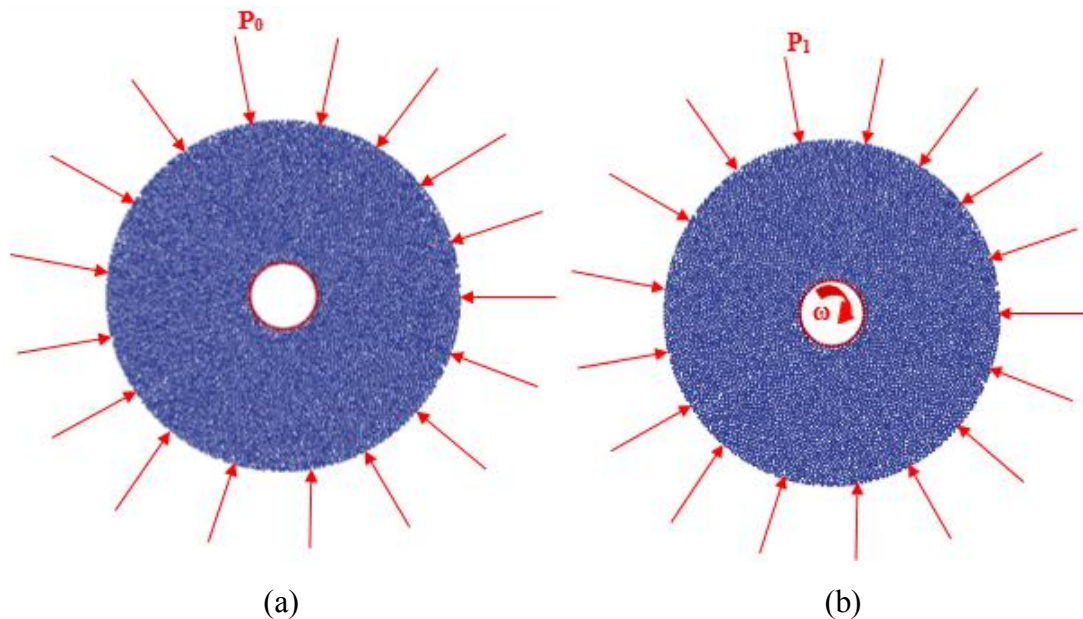


Figure V.2: Schématisation de la phase mise en charge (a) et du modèle simulé (b)

Le temps de simulation est divisé en incréments de Δt (pas) égal à 10⁻⁵ s assurant un bon compromis entre le temps CPU(Central Processing unit) et la précision de la solution.

Les caractéristiques numériques utilisées pour les simulations sont présentées sur le tableau V.1.

Tableau V.1: Récapitulatif des caractéristiques numériques du modèle

Rayon moyen des billes R_{moy} [mm]	0,25
Rayon maximal des billes R_{max} [mm]	0,3
Rayon extérieur de la couette R_{ext} [mm]	50
Rayon intérieur de la couette R_{int} [mm]	10
Nombre et numéro des particules du 3 ^e corps ($N_{par} / N^{\circ}_{par}$)	7536 [2-7537]
Numéro de la paroi intérieure (1 ^{er} cops intérieur)	[1]
Numéro de la paroi extérieure (1 ^{er} cops extérieur)	[7538]
Pas du temps Δt [s]	10 ⁻⁰⁵
Temps de simulation t_{sim} [s]	10
Coefficient de frottement particule /particule μ_{p-p}	0,51
Coefficient de frottement particule/cylindre μ_{p-c}	0,51

V.1.4 Calcul des vitesses et températures

De la même façon suivie dans le chapitre V pour la méthodologie d'exploitation des résultats (cf. *Section IV.3.3*). Les résultats des simulations réalisées ci-après (cf. *Section V.1.4*), sont obtenus lorsque le régime stationnaire est atteint, c'est-à-dire la phase de stabilisation (cf. *Section IV.3.3.9:(a)*).

Pour effectuer les mesures des différentes grandeurs moyennes (vitesse, température) par tranche au travers du volume granulaire (voir phase de discrétisation (cf. *Section IV.3.3.9:(b)*). Du fait de la symétrie, il nous suffit d'étudier un quart de la géométrie que nous avons discrétisé en tranches suivant la direction radiale (cf. Figure V.2.).

Comme il a été indiqué précédemment (cf. *Section IV.3.3.9:(c)*), les deux grandeurs (Vitesse, Température) sont calculées par les deux formules suivantes:

$$V_{moy_{tranche(i)}} = \frac{1}{N_{point}} \sum_{k=1}^{N_{point}} \left\{ \frac{1}{n_{i,k}} \sum_{j \in tranche(i)} V_j \right\} \quad (V.1)$$

$$T_{moy_{tranche(i)}} = \frac{1}{N_{point}} \sum_{k=1}^{N_{point}} \left\{ \frac{1}{n_{i,k}} \sum_{j \in tranche(i)} T_j \right\} \quad (V.2)$$

Avec :

N_{point} : Nombre de points de traitement des données au cours du temps (cf. Figure V.3).

$n_{i,k}$: Nombre de particules présentes dans la tranche (i) au point de mesure k.

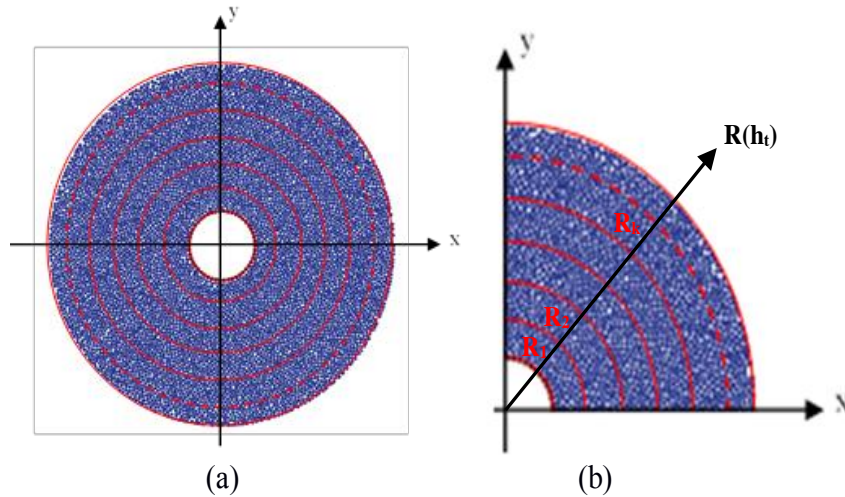


Figure V.3: Discretisation en tranche: (a) de la géométrie et (b) d'un quart de la géométrie

V.1.5 Influence du matériau des billes

V.1.5.1 Conditions de simulation

Dans un premier temps, nous avons simulé notre modèle en imposant :

1. une pression périphérique $P_1=10^{+2}$ Pa,
2. et une vitesse de rotation $\omega = 5\text{tr/min}$.

Ces conditions imposées sont appliquées pour les trois matériaux des billes du milieu granulaire choisis: acier, cuivre et aluminium.

Les caractéristiques thermo-mécaniques de ces matériaux sont représentés dans le tableau suivant :

Tableau V.2: Caractéristiques thermo-mécaniques des billes du milieu granulaire

	ρ [kg/m ³]	λ [w.m ⁻¹ .K ⁻¹]	C_p [J/kg.K]	E [N/m ²]
Acier	7800	80	400	213.10 ⁹
Cuivre	8954	386	383	124.10 ⁹
Aluminium	2698	238	929	69.10 ⁹

V.1.5.2 Détermination de température du milieu

Lors de l'exécution du programme du modèle, l'évolution des températures du milieu granulaire s'obtiennent par la visualisation d'une vidéo, à partir de laquelle nous prenons une copie d'écran du temps de simulation voulu.

Les couleurs sont attribués selon le spectre de la lumière, du bleu pour une température de $T=293\text{ K}$ jusqu'à la couleur rouge pour T_{\max} .

La figure V.4 montre une augmentation de la température dans les premières couches au voisinage du cylindre intérieur. Ceci est dû au fait que la vitesse des billes est maximale à cet endroit, d'où le cisaillement des particules est important, ce qui provoque un réchauffement par frottement.

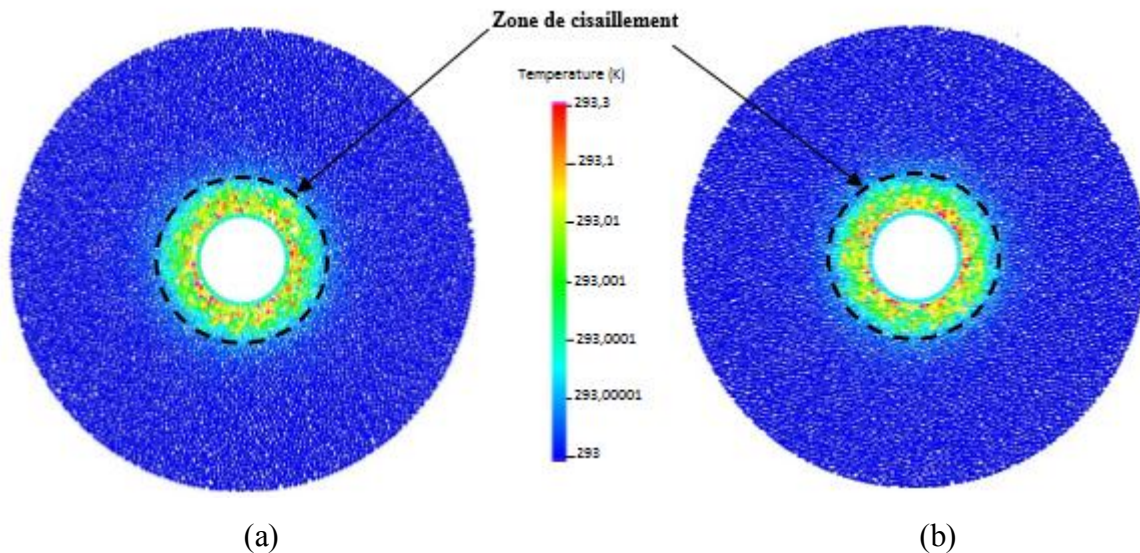


Figure V. 4: Visualisation en fin de simulation (après 10 secondes) pour $P_1=10^{+4}\text{Pa}$ et $\omega=5\text{tr/min}$ dans le cas : (a) : Cuivre (b) : Aluminium [TEY 18]

V.1.5.3 Interprétation de la dispersion des billes chaudes/froides

Nous remarquons sur la figure V.4 des billes rouges (températures maximales, T_{\max}) et d'autres moins chaudes (couleurs intermédiaires du spectre de lumière blanche).

Ce qui est normal, c'est la présence de billes rouges près du cylindre intérieur où le frottement est maximal, donc de température maximale. Cependant, la présence anormale de billes rouges dispersées loin du cylindre intérieur, peut s'expliquer par le fait que le temps de migration d'une particule de température (T), est inférieur au temps d'échange thermique.

La figure V. 5, explique schématiquement ce processus:

1. Avec la rotation du cylindre et le mouvement chaotique, la particule (i) initialement froide (bleue), se déplace près du cylindre intérieur tournant, en un temps inférieur à celui nécessaire à son réchauffement maximal par diffusion de chaleur. C'est pourquoi, bien qu'elle se trouve dans la zone de cisaillement maximale, elle est de couleur verte (début d'échauffement).
2. Si cette particule reste dans cette zone un temps suffisant pour son échauffement maximal, sa couleur devient rouge,
3. Le temps de présence dans cette zone, la particule (i) échange la chaleur avec d'autres particules (k) qui sont en contact,
4. Avec la rotation du cylindre et le mouvement chaotique, la particule (i), s'éloigne du cylindre, en un temps inférieur à celui nécessaire à son refroidissement par diffusion de chaleur. C'est pourquoi, bien que loin du cylindre, elle est encore chaude (couleur rouge).

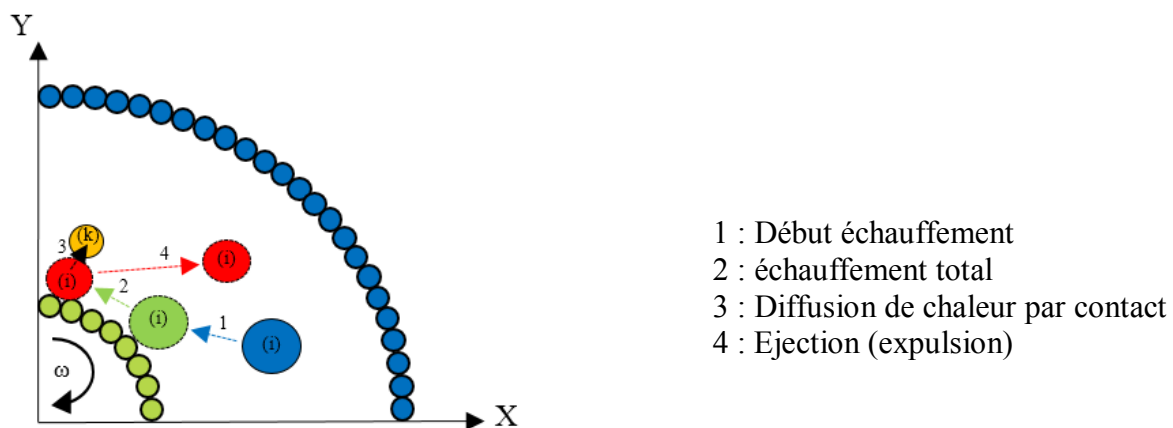


Figure V.5: Interprétation de la dispersion des billes (chaudes/froides) dans la zone de cisaillement

V.1.5.4 Profils de vitesse

D'après l'allure des profils des vitesses radiales obtenues pour les trois matériaux choisis (cf. Figure.V.6), nous remarquons deux zones principales :

- la zone 1: est la zone proche du cylindre intérieur qui est perturbée, où le cisaillement est maximal. Les profils des vitesses décroissent d'une façon générale dans le sens radial, mais en dents de scie.
- la zone 2: est la zone loin du cylindre intérieur qui est plus stable, où les valeurs de vitesse des particules s'atténuent jusqu'à zéro au contact du cylindre extérieur. Le régime d'écoulement des particules dans cette zone 2 est pratiquement quasi-statique.

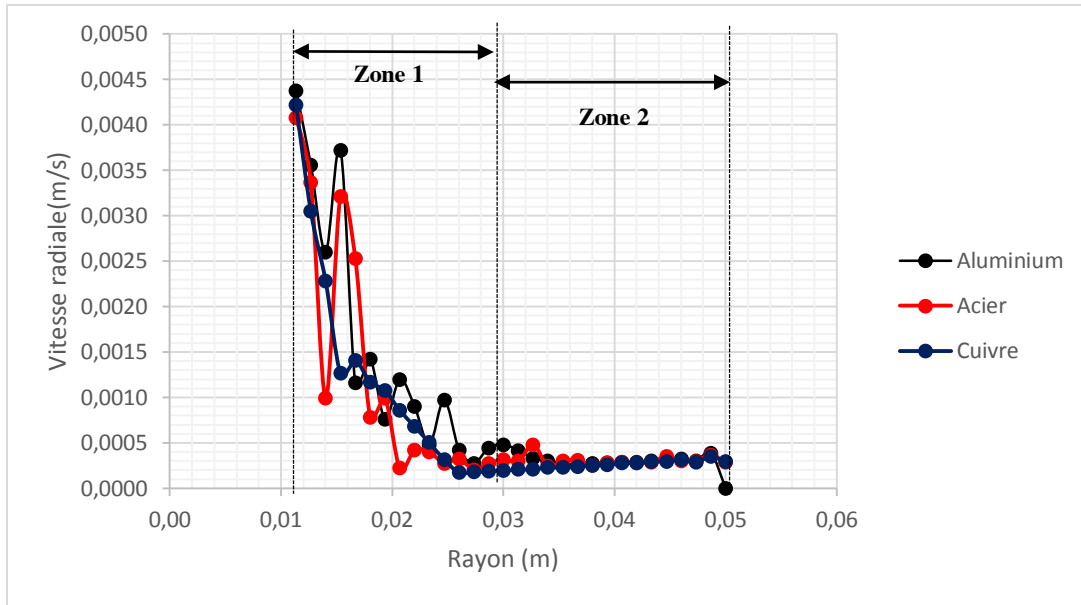


Figure V.6: Profils de la vitesse radiale pour les trois matériaux (Aluminium, Acier, Cuivre) [TEY 18]

V.1.5.5 Profils de température

Les allures des profils de température obtenues (*cf.* Figure V.7) pour les trois matériaux ont la forme hyperbolique. Nous distinguons deux zones principales :

La zone 1:

- Pour le cuivre et l'aluminium, c'est la zone dont le rayon est compris entre]0,01m, 0,03m],
- Pour l'acier, c'est la zone où dont le rayon est compris entre]0,01m, 0,04m].

Dans cette zone, nous remarquons que la valeur maximale de la température des billes se trouve près du cylindre intérieur où la vitesse radiale est maximale (*cf.* Figure V.6), qui décroît exponentiellement.

Nous pouvons alors poser analytiquement, l'équation de la température sous la forme:

$$T(R_k) = T_0 + A_k e^{-Rk} = T_0 + \Delta T_i e^{-Rk} \quad (V.5)$$

Avec : $R_{\text{int}} \leq R_k \leq R_{\text{ext}}$ et $i=1, n$ (n : nombre de tranches).

$\Delta T_i e^{-Rk}$: La variation de la température le long du rayon « R_k »

R_k : Rayon de la tranche « k ».

Sachant que les conditions thermiques initiales imposées sont:

à $t = 0s$, $T_0 = T(R_0) = T(R_{\text{ext}}) = 293K$

Comme il a été dit auparavant, la génération de la chaleur dans cette zone est due principalement par le frottement entre les particules. Ainsi que la température maximale d'une bille s'obtient avec la vitesse radiale maximale, mais qu'elle peut se trouver loin de la zone de cisaillement maximale, comme il a été expliqué précédemment.

Dans la zone 2, nous observons :

- Pour le cuivre et l'aluminium, c'est la zone dont le rayon est compris entre] 0,03m, 0,05m],
- Pour l'acier, c'est la zone dont le rayon est compris entre] 0,04m, 0,05m],

La grande partie de la courbe de température de la zone 2 (cf. Figure V.7), est sous forme linéaire constante, ce qui montre que la température est stabilisée dans cette zone. Ceci est dû à la diffusion de chaleur par les contacts des particules, ce qui indique un équilibre thermique entre les particules.

En comparant les allures des températures des trois matériaux, nous remarquons que la valeur de température maximale pour les particules en aluminium est légèrement plus grande que celles en cuivre et en acier, à cause du rapport (C_p/E).

Pour les trois matériaux, le flux de chaleur par conduction entre deux particules (i) et (j) peut s'écrire alors, par la formule:

$$Q_{ij}^{cond} = H \cdot \Delta T_{ij} = H \cdot (T_i - T_j), T_j < T_i \quad (V.6)$$

Avec :

H : Conductivité thermique du matériau ;

ΔT_{ij} : Différence de température entre deux particules (i) et (j).

Comme notre géométrie est divisée en plusieurs tranches de même épaisseur (h_t), on peut écrire le flux de chaleur globale le long du rayon « R_k » par l'équation :

$$Q_{glob} = \sum_{k=1}^n Q_k \quad (V.7)$$

Avec :

n : Nombre des tranches ;

Q_k : Flux de chaleur généré par frottement pour chaque tranche « k »;

$$Q_k = \mu_k \cdot F_{Nk} \cdot V_{gk} = F_{Tk} \cdot V_{gk} \quad (V.8)$$

μ_k : Coefficient de frottement moyen des particules de la tranche « k »;

F_{Nk} : Force normale moyenne des particules de la tranche « k » ;

F_{Tk} : Force tangentielle moyenne des particules de la tranche « k » ;

V_{gk} : Vitesse de glissement moyenne des particules de la tranche « k ».

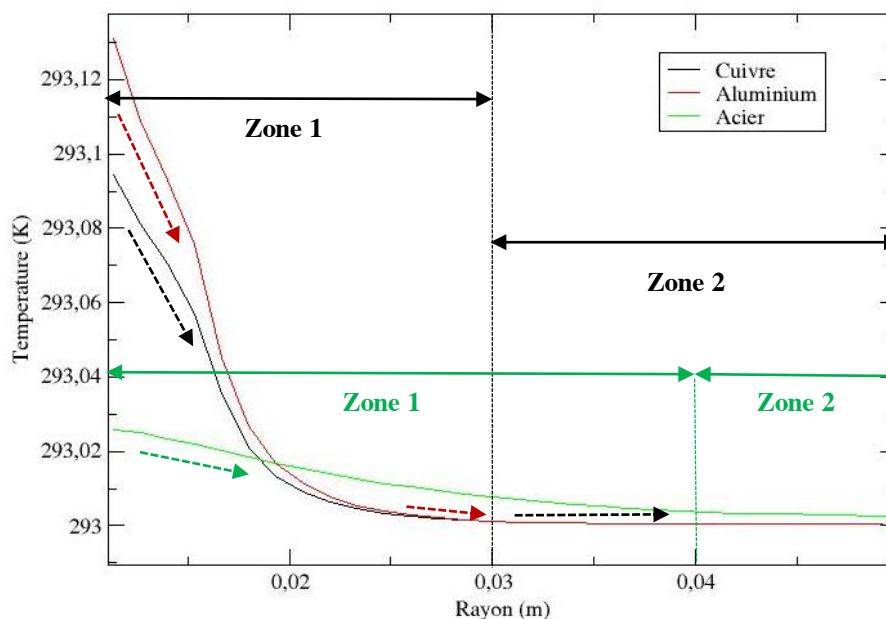


Figure V.7: Profils de température $T(R)$ pour les différents matériaux [TEY 18]

V.1.6 Influence des sollicitations tribologiques

Dans cette partie, nous présentons l'influence des sollicitations tribologiques imposées sur le comportement thermo-mécanique du milieu granulaire.

Nous avons réalisé des simulations pour le cas d'un matériau moins diffusif (acier) et un matériau plus diffusif (cuivre), avec les conditions:

- Vitesse de rotation du cylindre intérieur: $\omega=5\text{tr/min}$,
- Pression sur la périphérie du cylindre extérieur P_1 égale à 10^2Pa et 10^4Pa .

Le choix de ces valeurs est justifié par le respect de la condition d'interpénétration des particules δ (cf. Section II.9.1) qui doit être inférieure 0,1% du rayon moyen des particules ($\delta < 0,1\% \cdot R_{\text{moy}}$).

V.1.6.1 Cas de particules en Cuivre

Les résultats des simulations sont présentés sur la figure V.8, où nous observons dans la zone de cisaillement, qu'avec l'augmentation de la force normale imposée:

- une augmentation du nombre des particules chauffées (de couleur rouge) au cours du cisaillement;
- une large diffusion de chaleur par conduction au niveau des particules du milieu granulaire.

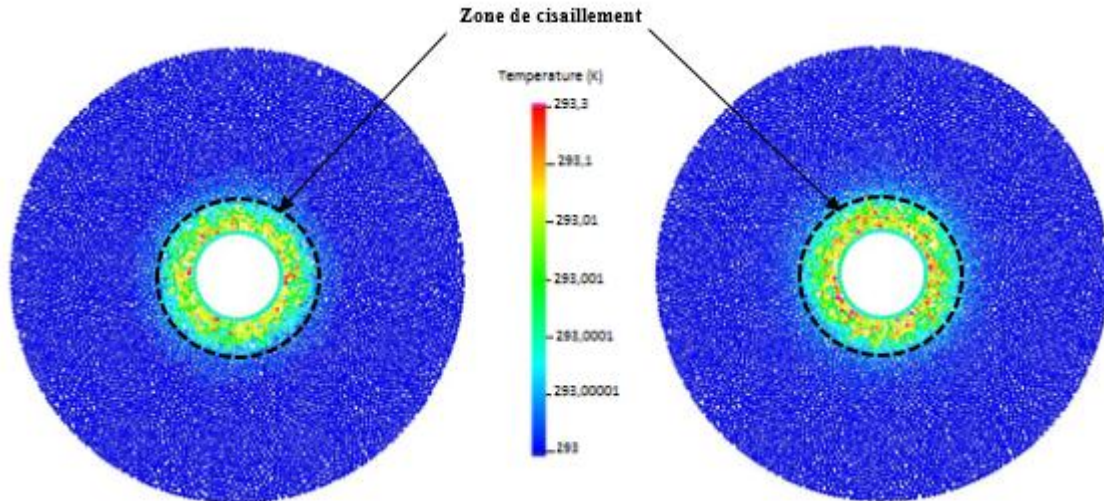


Figure V.8: Visualisation du modèle simulé après 10 secondes dans le cas du Cuivre pour :
 (a) : $V=5\text{tr/min}$, $P_1=10^{+2}\text{ Pa}$, (b) : $V=5\text{tr/min}$, $P_1=10^{+4}\text{ Pa}$

L'allure des profils de température obtenus (*cf.* Figure V.9) montre que:

- près du cylindre intérieur, la température maximale (cercle rouge) obtenue dans le cas de la pression $P_1=10^{+4}\text{ Pa}$ est plus grande que celle de $P_1=10^{+2}\text{ Pa}$.
- la largeur de la zone 1 augmente avec l'augmentation de la pression P_1 .

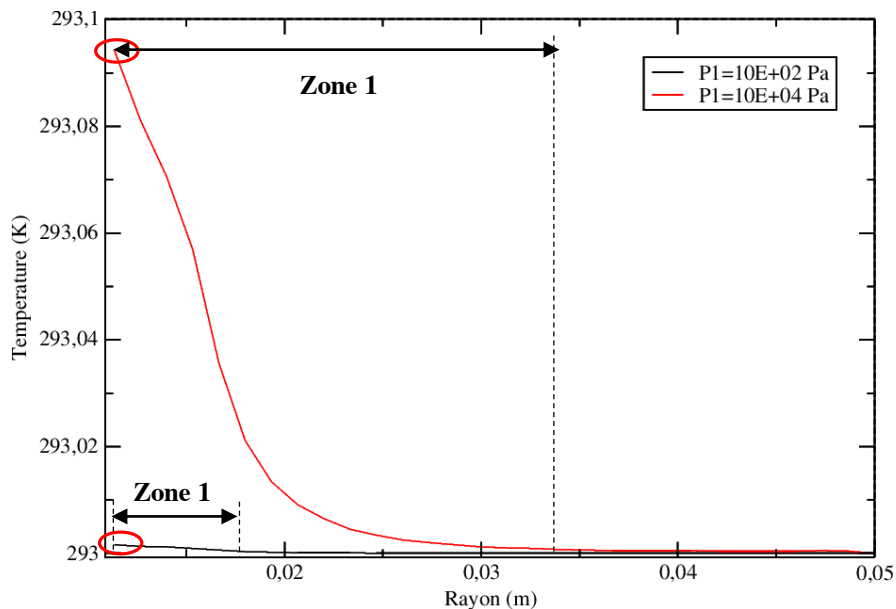


Figure V.9: Profils de température $T(R)$ des particules en cuivre pour les deux valeurs de la pression périphérique P_1 : 10^{+2} Pa et 10^{+4} Pa [TEY 18]

V.1.6.2 Cas de particules en l'acier

D'après l'allure des profils de température obtenues (cf. Figure V.10), nous remarquons que :

- près du cylindre intérieur, la température maximale (cercle rouge) obtenue dans le cas de la pression $P_1=10^{+4}$ Pa est plus grande que celle de $P_1=10^{+2}$ Pa;
- la différence entre les températures maximales pour les deux valeurs de pression, est moins importante dans le cas de l'acier que dans celui du cuivre ;
- pareille que dans le cas du cuivre, une faible pression génère et diffuse une faible chaleur.
- dans le cas de la forte pression P_1 , l'allure du profil de température décroît en continu sous forme d'une exponentielle le long du rayon du milieu ($R_{ext}-R_{int}$) ;
- dans le cas de la faible pression P_1 , la pente la courbe de température est très faible (flèche rouge), surtout dans la zone 2.

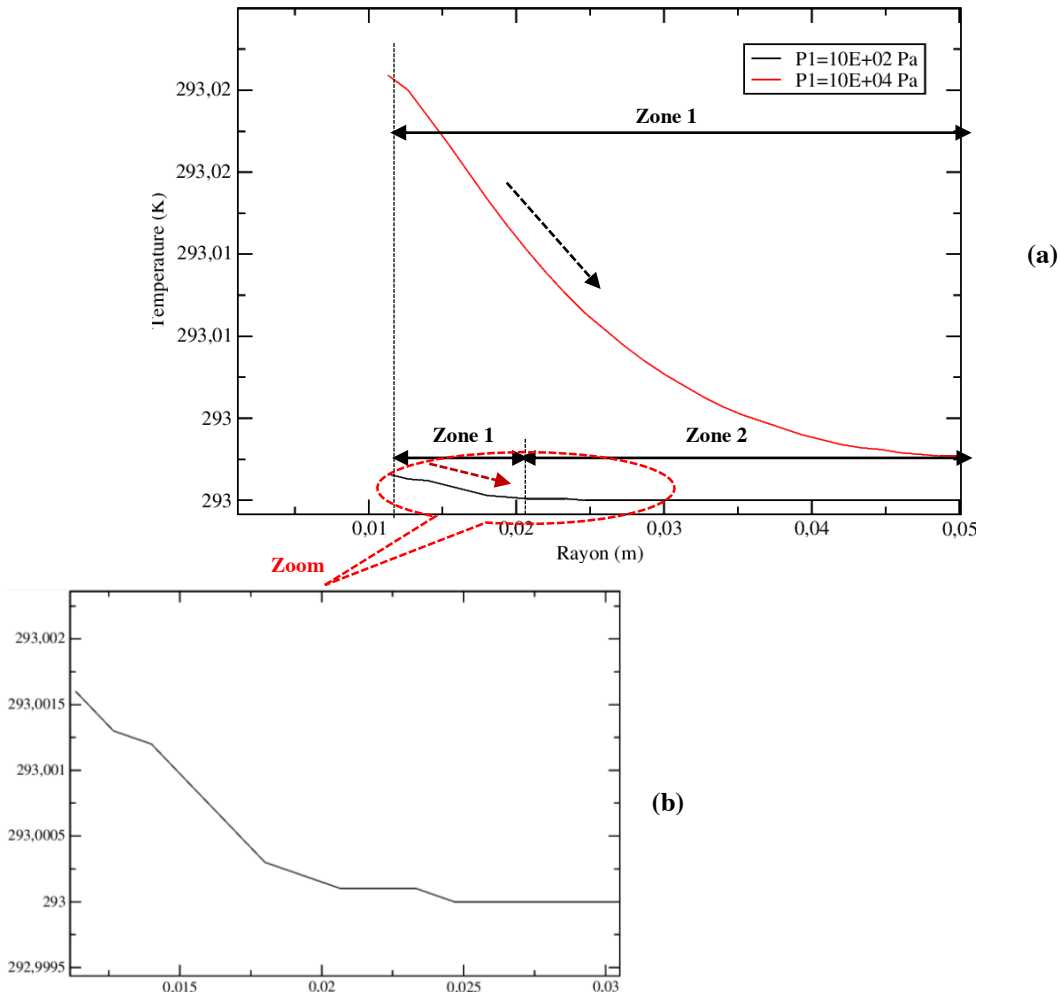


Figure V.10: Profils de température $T(R)$ du milieu en acier (a) : pour les deux valeurs de la pression P_1 : 10^{+2} Pa et 10^{+4} Pa, et (b) : zoom pour la valeur de la pression P_1 : 10^{+2} Pa

V.1.6.3 Formulation analytique

D'après les résultats obtenus, nous pouvons formuler analytiquement l'influence de la pression sur le comportement thermique des particules pour les deux type de matériaux choisis (cuivre, acier) comme ce qui suit:

Comme il a été mentionné auparavant (cf. Équations V.5, V.6 et V.8), le flux de chaleur générée s'écrit :

$$Q_k^{cond} = H \cdot \Delta T_k = \mu_k \cdot F_{Nk} \cdot V_{gk} = F_{Tk} \cdot V_{gk}$$

Alors :

$$\Delta T_k = \left[\frac{F_{Tk} \cdot V_{gk}}{H} \right] = \left[\frac{T(R_k) - T_0}{e^{-Rk}} \right] \quad (V.9)$$

Donc l'équation de la température s'écrit comme suit [TEY 18]:

$$T(R_k) = T_0 + \Delta T_k \cdot e^{-Rk} = T_0 + \left[\frac{F_{Tk} \cdot V_{gk}}{H} \right] \cdot e^{-Rk} \quad (V.10)$$

Avec :

$T(R_k)$: la température radiale pour chaque tranche « k » ;

Q_k^{cond} : le flux de chaleur transféré par conduction pour chaque tranche « k ».

D'après l'équation (V.10), nous remarquons que :

- l'évolution de la température suit la pression (la force normale) appliquée, pour le cas où la valeur de H est constante (même type de matériau).
- la température maximale pour un matériau plus conducteur (cuivre), est plus importante que pour un matériau moins conducteur (acier). Ce montre alors, une grande influence de la conductivité thermique sur l'évolution de la température du matériau choisi.

V.1.7 Synthèse du modèle de Couette

Après cette étude paramétrique du modèle de "Couette", appliqué à notre modèle numérique, nous pouvons conclure les points suivants :

- L'allure des profils obtenus sont identiques à ceux obtenus dans les travaux de François Chevoir et Alain Corfdir [GDR 04] ainsi de David Richard [RIC 08] ;
- L'augmentation de la pression $P1$ provoque une augmentation du frottement entre les particules alors une augmentation de la génération de la chaleur qui engendre une élévation de la température maximale du milieu T_{max} .

- Plus le matériau est plus mou, plus il est sensible aux contraintes fortes, plus la température est plus élevée.
- Plus la capacité thermique via le module de Young E va être faible plus la température maximale du milieu est plus élevée.
- La génération de chaleur est due principalement à la pression et au frottement entre particules dans la zone de cisaillement (zone 1) [TEY 18].

V.2 MODÈLE DU « TAMBOUR TOURNANT »

V.2.1 Introduction

Selon les sollicitations externes, un milieu granulaire peut résister à la compression comme un solide [RAD 96] ou couler comme un fluide [BON 02]. Dans plusieurs situations, ces deux comportements cohabitent et conduisent à une analyse non triviale du comportement résultant. C'est généralement le cas dans les systèmes naturels comme les avalanches de roches [CUN 71], mais également dans plusieurs secteurs de l'industrie (mines [ZHA 16], transformation des aliments [ORO 17] et génie civil [SAU 06]).

Dans la littérature, l'appareil le plus couramment utilisé pour analyser de tels systèmes se présente sous la forme d'un tambour rotatif. Selon une vitesse de rotation donnée, il est possible de générer différents régimes d'écoulement (avalanche [RAJ 90], courbe et S [TAB 06]).

De plus, pour une plage spécifique de vitesses de rotation, le flux de surface libre généré est plat selon un angle donné [FEL 07]. Des travaux récents [REN 05, POH 06] ont montré l'influence des conditions de fonctionnement du tambour (diamètre du tambour, largeur du tambour, vitesse de rotation, indication de la taille des particules, rugosité des particules) sur les propriétés d'écoulement.

Cependant, la majeure partie de la littérature analyse la réponse mécanique du système, mais ses propriétés thermiques sont prises en compte, du moins sur le plan local. En particulier, la localisation de l'élévation de la chaleur est inconnue, ainsi que l'augmentation de la température en fonction de sollicitations externes ou de propriétés locales. Dans cette partie de notre travail, une analyse des écoulements granulaires est proposée d'un point de vue mécano-thermique. L'objectif est de mieux appréhender les phénomènes thermiques locaux tels que : la génération de la chaleur, son transfert par conduction et sa dissipation, ainsi que la détermination de température dans le milieu pendant l'écoulement des particules.

V.2.2 Paramètres du Modèle

Dans nos simulations, nous avons utilisés un tambour tournant bidimensionnel (*cf.* Figure V.11) de rayon R_0 égale à **300 mm**, rempli à moitié avec des particules rigides sous forme de disque, en acier, et de rayon entre **2 et 3 mm** distribué uniformément. Pour éviter tout glissement aux limites et d'assurer que les particules entrent dans la rotation du tambour afin de générer un écoulement global, le coefficient de frottement entre les particules et le tambour μ_p/t est égal à 0,9 pour reproduire les conditions expérimentales (rugosité du tambour ou dents) [BON 02].

Le temps de la simulation est divisé en incrément (pas) de Δt égal à 10^{-3} s, pour assurer la non pénétration entre les particules où la valeur d'interpénétration $\delta < 0,1\%$ du rayon moyen des particules.

Pour chaque pas, nous avons des valeurs de paramètres à déterminer selon la même procédure déjà présenté (*cf.* Section IV.3.3).

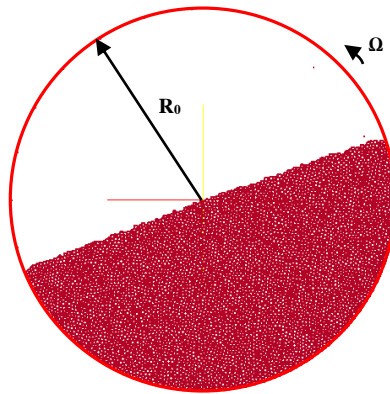


Figure V.11: Visualisation numérique du tambour tournant

Deux paramètres ont été modifiés: la vitesse de rotation du tambour « Ω » pour vérifier l'influence des sollicitations externes et le frottement statique entre particules « μ », pour vérifier l'impact des propriétés internes. Une première série de simulation a été réalisée pour des valeurs de Ω égales à 4, 6, 8, 10 et 16tr/min avec une valeur de μ égale à 0,3.

Ensuite, un deuxième ensemble utilise des valeurs de μ allant de 0,3 à 0,9 avec une vitesse de rotation égale à 16 tr/min. les données de simulation sont synthétisée dans le tableau V.3.

Tableau V.3: Paramètres numériques du modèle

Nombre des particules	5750
Rayon du tambour R_0 [m]	0,3
Rayon moyen des particules [m]	$2,5.10^{-3} \pm 0,5.10^{-3}$
Pas du temps Δt [s]	10^{-3}
Nombre de tour [tours]	12
Masse volumique des particules ρ [Kg.m ⁻³]	7800
Module de Young E [N.m ⁻²]	213.10^9
Module de poisson ν	0,33
Conductivité thermique [W.m ⁻¹ .K ⁻¹]	80
Capacité thermique [J/kg.K]	400
Coefficient de frottement (tambour /particule) $\mu_{t/p}$	0,9

Chaque simulation est exécutée jusqu'à atteindre un régime stable correspondant à un écoulement de surface continu constant. Dans cette phase, des quantités telles que l'angle d'écoulement de surface et le profil de vitesse sur l'épaisseur sont mesurées. Ces mesures sont complétées par la mesure des grandeurs thermiques sous forme de gradient de température ΔT sur toute l'épaisseur.

V.2.3 Discrétisation du milieu granulaire

Pour représenter les différents profils de vitesse, et de température du milieu granulaire, nous avons discrétisé une tranche centrale du tambour (*cf.* Figure V.12) d'épaisseur **24** diamètres de grains et de profondeur le rayon du tambour. L'axe de cette zone est perpendiculaire à l'écoulement.

Les différentes grandeurs moyennes de vitesse et de température sont mesurées par tranche au travers cette zone par les mêmes équations mentionnées dans le modèle de Couette (*voir phase de discrétisation (cf. Section V.1.4).*).

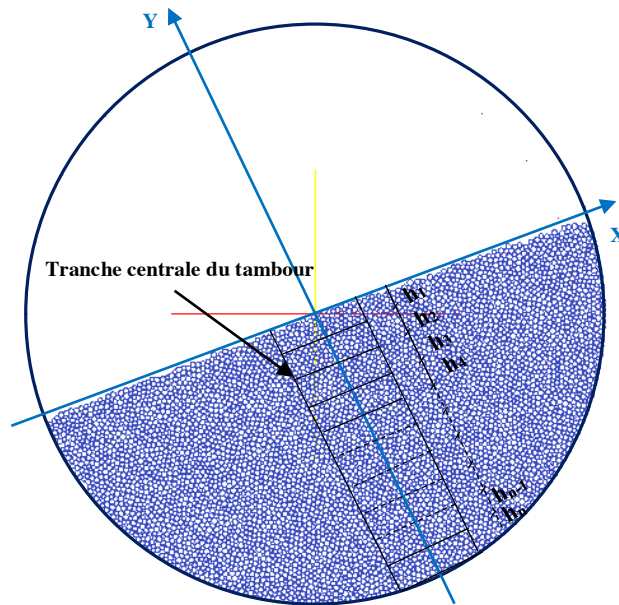


Figure V.12: Discretisation du milieu granulaire en tranches [TEY 19]

V.2.4 Résultats et discussion

Différentes grandeurs mécaniques et thermiques sont mesurées en fonction de l'évolution de la vitesse de rotation et du frottement local.

V.2.4.1 Influence de la vitesse de rotation du tambour

a) Vitesse d'écoulement des particules

Les différents flux en régime permanent sont illustrés aux figures (V.13 et V.14) avec la visualisation de l'amplitude de la vitesse de rotation égale à 4, 6, 10 et 16 tr/min. D'après ces figures, nous remarquons :

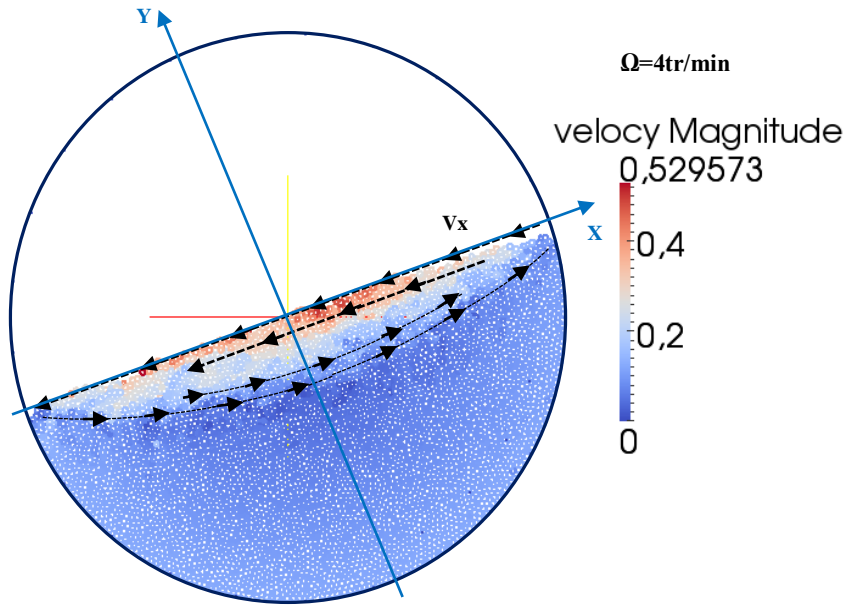
- Que la valeur maximale de la vitesse est située dans la zone d'écoulement, près de la surface libre qui est en forme:
 - Plate pour les vitesses de rotation du tambour 4, 6 et 10 tr/min (cf. Figures V.13 (b) et V.14),
 - De S ou incurvée pour la vitesse la plus élevée (c'est-à-dire 16 tr/min sur la Figure V.13.c).

Une telle zone est caractérisée par son épaisseur appelée épaisseur de roulement qui est constante en régime permanent (cf. Figure V.13.b).

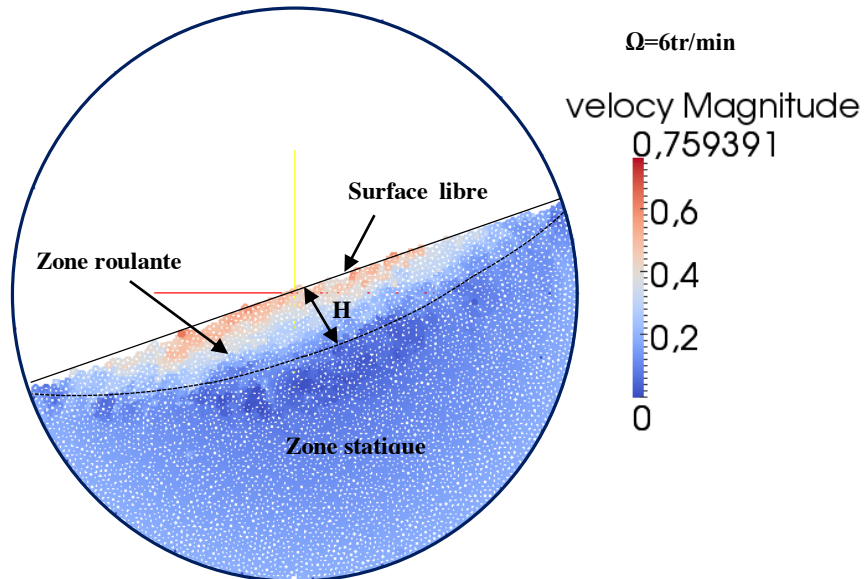
- L'existence de deux phases distinctes dans les milieux granulaires : une «phase statique» qui se déplace avec le tambour et une «phase dynamique» située à la surface libre qui présente,

comme précédemment, la valeur maximale de vitesse.

- Que la vitesse de rotation maximale du tambour choisie ($\Omega= 16\text{tr/min}$), tend à donner un régime d'écoulement continu à surface libre en forme de S (incurvée) (cf. Figure V.13.c).



(a)



(b)

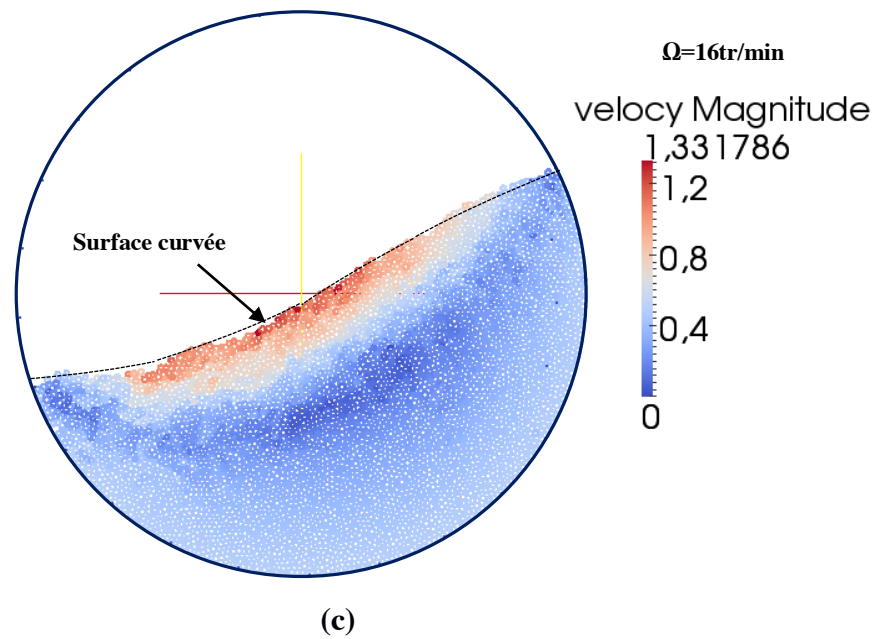


Figure V.13: Grandeurs mécaniques des zones d'écoulement des particules (Cliché de simulation numérique)

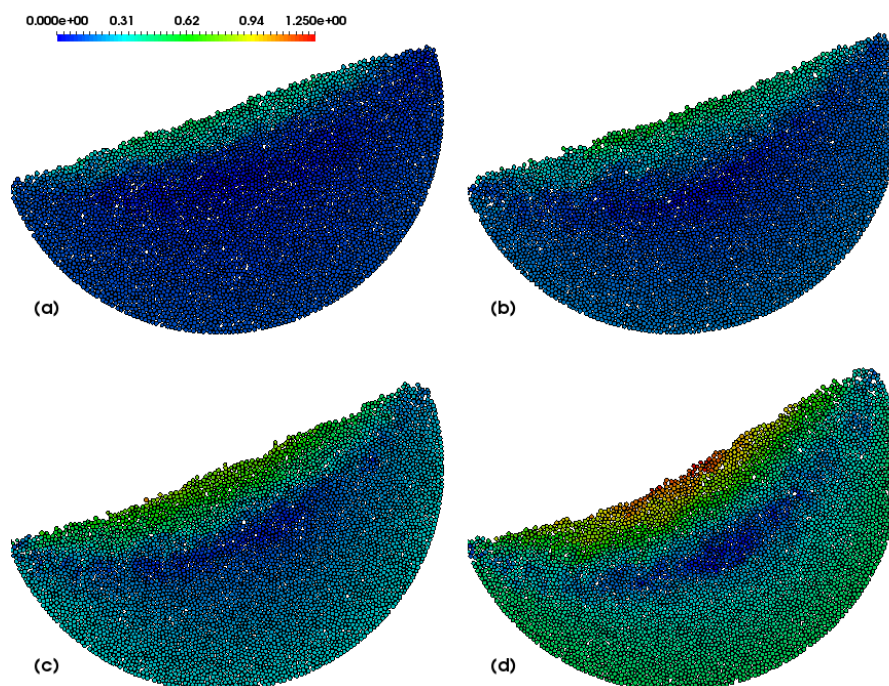


Figure V.14: Visualisation du champ de vitesse des particules pour les vitesses de rotation: 4 (a), 6 (b), 10 (c) 16 (d) tr/min [TEY 19]

L'angle d'inclinaison de la surface libre, notée θ , et l'épaisseur de roulement de la phase dynamique, notée H, sont toutes deux fonctions de Ω (cf. Figure V.15 et Tableau V.4).

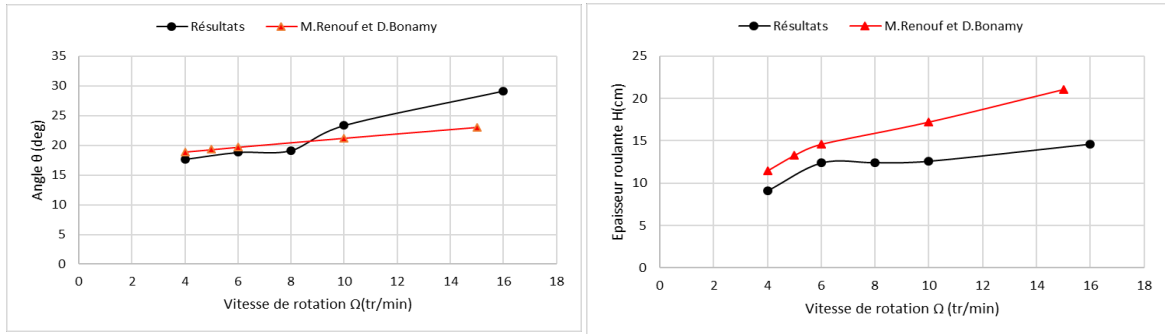


Figure V.15: Évolution de l'angle θ et de l'épaisseur maximale H en fonction de la vitesse de rotation du tambour Ω [TEY 19]

Tableau V.4: Valeurs de l'angle θ et de l'épaisseur roulante H

Résultats	<i>Diamètre du tambour = 600mm</i>					
	<i>Diamètre moyen des billes = 2,5mm</i>					
	<i>Nombre des billes = 5750 billes</i>					
	Vitesse [tr/min]	4	6	8	10	16
θ[Degré]	17,64	18,80	19,12	23,34	29,15	
H[cm]	9,08	12,38	12,41	12,58	14,67	
M. Renouf D. Bonamy	<i>Diamètre du tambour = 450mm</i>					
	<i>Diamètre moyen des billes = 3mm</i>					
	<i>Nombre des billes = 7200 billes</i>					
	Vitesse [tr/min]	4	5	6	10	15
θ [Degré]	18,9	19,3	19,7	21,2	23,0	
H[cm]	11,5	13,3	14,6	17,2	21,0	

L'angle d'inclinaison est une fonction linéaire de Ω , tel que obtenue dans des précédents résultats de la littérature [REN 04b, BON 08]. Le gradient de cette fonction dépend des propriétés du système et particulièrement du rapport D/d (diamètre du tambour/diamètre de particules).

L'évolution de H pourrait aussi être assimilée à une fonction linéaire avec la même dépendance des propriétés du système.

b) Profils des vitesses

L'évolution de H peut également être observée lorsque le profil de vitesse le long de l'axe Y au centre du tambour est tracé en fonction de l'épaisseur de l'échantillon. La figure (V.16) présente l'évolution de ces profils pour les différentes vitesses de rotation. L'évolution de tels profils souligne l'existence des deux phases différentes: une phase statique pour laquelle la vitesse est proche de 0 et une phase dynamique où la vitesse augmente linéairement avec l'épaisseur. Un tel comportement a déjà été présenté dans des études antérieures comme par exemple [BON 03] ou [REN 05]. De plus, il est important de noter que le gradient de vitesse à l'intérieur de la surface d'écoulement est indépendant de Ω , pour les régimes d'écoulement considérés. L'évolution de l'épaisseur, mentionnée précédemment, pourrait également être observée dans une telle courbe. En effet, la valeur de H correspond à la plage où $V/\Omega R_0$ est linéaire.

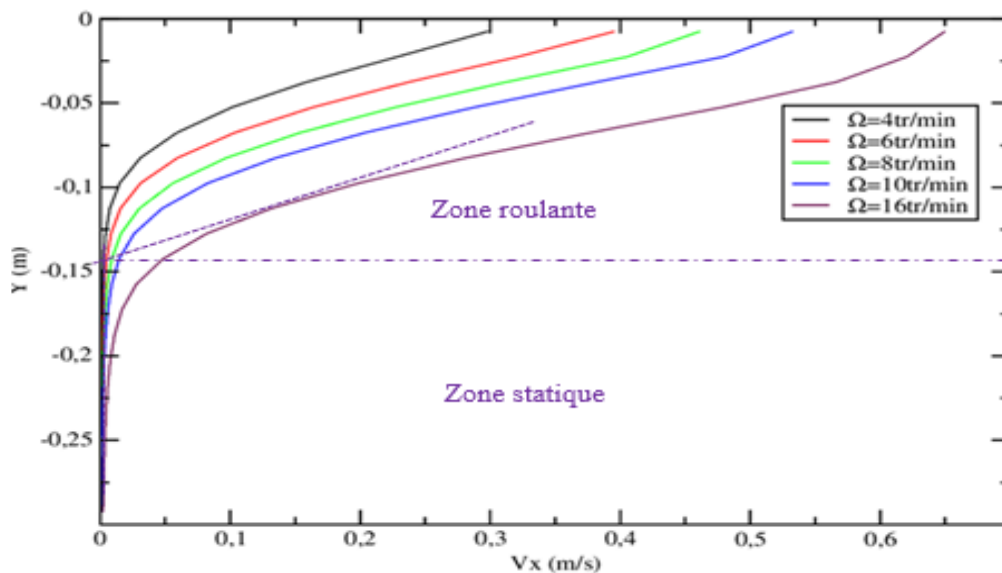


Figure V.16: Profils de vitesses dans la tranche centrale du tambour pour les différentes vitesses de rotation du tambour $V_x=f(Y)$

Les résultats adimensionnés sont en accord avec les résultats du groupe de recherche français [GDR 04] (*cf.* Figure V.17).

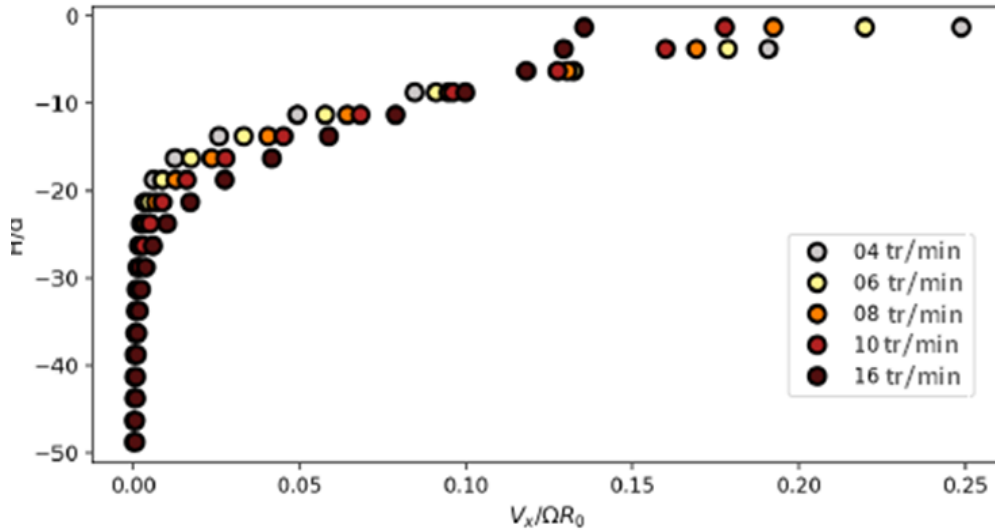


Figure V.17: Profils de vitesses adimensionnés pour les différentes vitesses de rotation du tambour [TEY 19]

c) Température et flux de chaleur dans le milieu

En complément des profils de vitesse, l'évolution de la température est analysée à l'intérieur du tambour. Le même type de profils est calculé pour montrer l'évolution de la température à travers l'épaisseur de l'échantillon. Les figures V.18 et V.19 présentent des photos instantanées (typical snapshot) du champ de température dans le système.

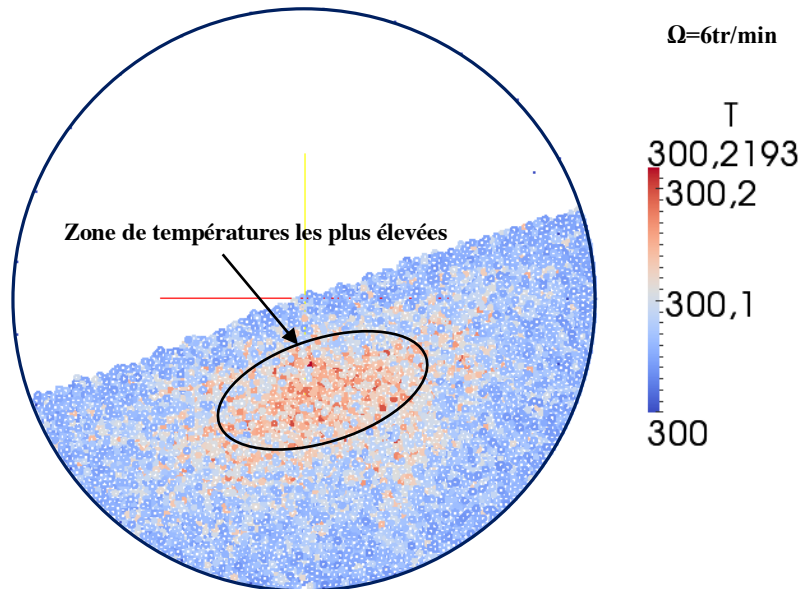


Figure V.18: Représentation de la zone chaude du milieu (Cliché de simulation numérique)

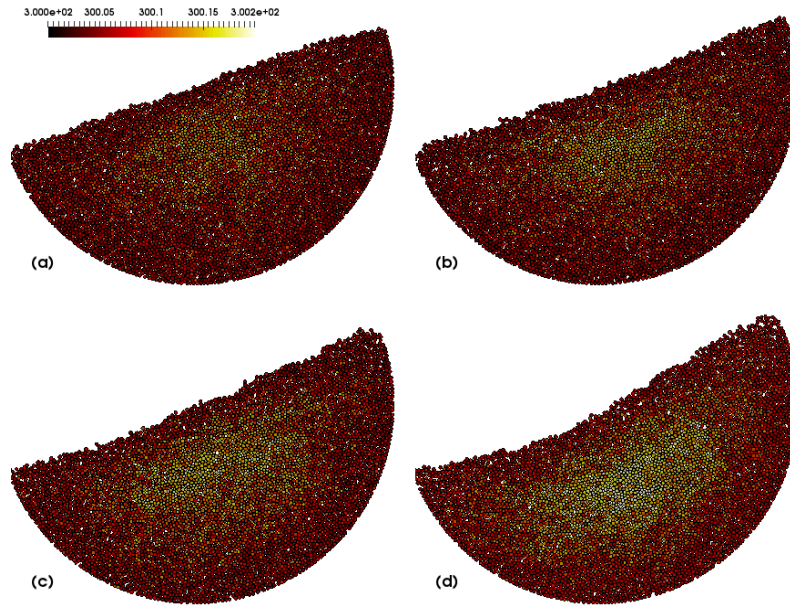


Figure V.19: Visualisation du champ de température des particules pour les vitesses de rotation: 4 (a), 6 (b), 10(c) 16 (d) tr/min [TEY 19]

d) Profils de température

La figure V.20 présente l'évolution de la température à travers l'épaisseur de l'échantillon au centre du tambour pour différentes vitesses de rotation.

Le changement de température est relativement faible en raison du cisaillement qui est lui-même faible ($\Delta T = 0,02$ K). La valeur maximale de température (T_{\max}) est située plus profondément dans l'épaisseur du tambour en fonction de la vitesse de rotation: plus Ω est haute (grande) plus T_{\max} est profonde. Ceci est directement lié à l'augmentation de l'épaisseur de la zone d'écoulement.

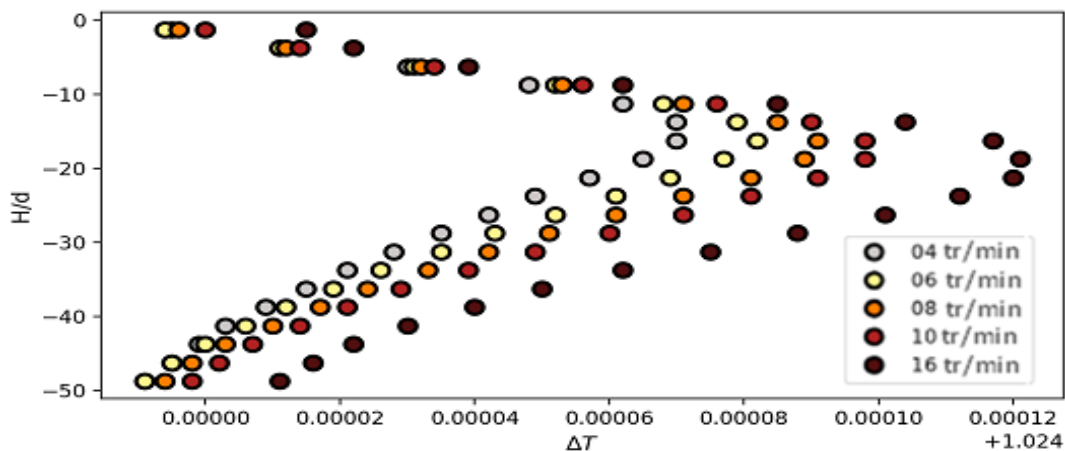


Figure V.20: Profils de températures dans la tranche centrale du tambour pour les différentes vitesses de rotation du tambour [TEY 19]

La figure V.21 montre que les températures maximales (T_{\max}) correspondent à des vitesses d'écoulement des particules V_x inférieures aux vitesses maximales, ce qui signifie que l'évolution de la température n'est pas linéaire (non proportionnelle) avec la vitesse d'écoulement.

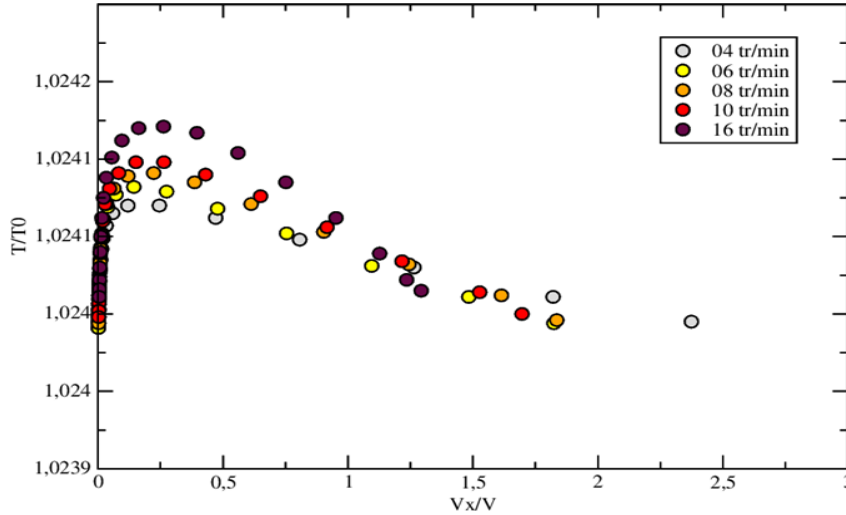


Figure V.21: Profils de vitesse en fonction de la température pour les différentes vitesses de rotation du tambour

La même figure V.22 montre clairement que la vitesse de rotation du tambour Ω a une influence significative sur l'évolution de la température des particules. En complément, il est également possible d'analyser l'évolution de la localisation des particules les plus chaudes (*cf.* Figure V.22).

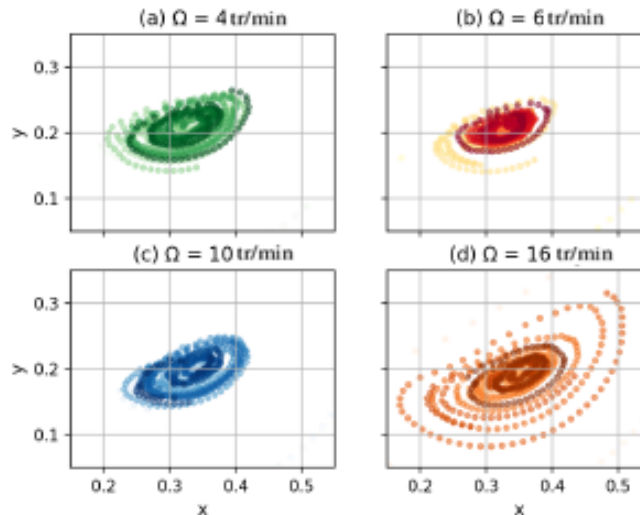


Figure V.22: Position de la particule la plus chaude en fonction de la vitesse de rotation. L'opacité du point est liée à son temps de mesure: plus le point est sombre, plus sa position dans le temps de simulation est grande [TEY 19].

Dans la zone dynamique, les forces de contact entre les particules augmentent avec l'augmentation de la vitesse de rotation, alors qu'une diffusion de chaleur importante est produite à l'intérieure de cette zone. Ce qui prouve que la conductivité thermique effective est plus élevée [BON 08].

Pour les différentes simulations, il apparait que la particule la plus chaude se déplace progressivement vers le centre du tambour avec des variations en fonction de la vitesse de rotation. Un tel mouvement crée une convection naturelle dans le milieu favorisant la diffusion de la chaleur dans le système.

V.2.4.2 Influence du coefficient de frottement statique

En complément de la figure V.16, les profils de vitesse sont tracés en fonction du frottement local (*cf.* Figure V.23). Ces profils montrent que le coefficient de frottement statique entre particules μ , choisi entre 0,3 à 0,9, n'influe pas de façon significative sur l'évolution de la vitesse des particules V_x de la zone roulante.

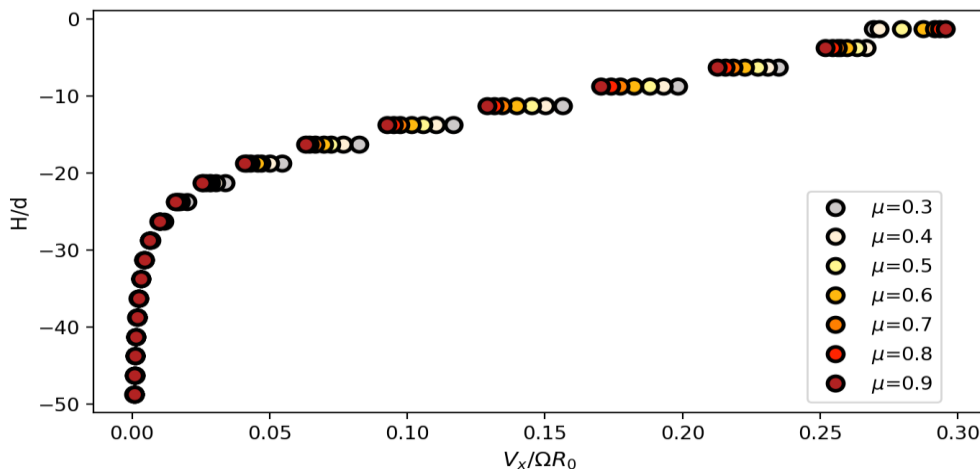


Figure V.23: Profils de vitesses dans la tranche centrale du tambour pour les différents coefficients de frottement [TEY 19]

Il est intéressant de noter que le frottement n'a aucune influence sur de tels profils. En effet, dans la phase statique où le nombre de contact est fixe, le frottement n'affecte que la compacité. Dans la phase d'écoulement (phase dynamique), les contacts sont des binaires, la densité est plus basse que dans la phase statique et la contribution du frottement n'est pas importante.

Les différents profils de température sont presque superposés (*cf.* Figures V.24 et V.25) pour les différents coefficients de frottement statique entre particules, ce qui montre que la variation

de ces derniers n'influe pas de façon significative sur l'évolution de la température des particules. Lorsque le frottement augmente, l'élévation de température n'est pas si importante selon l'augmentation du frottement local.

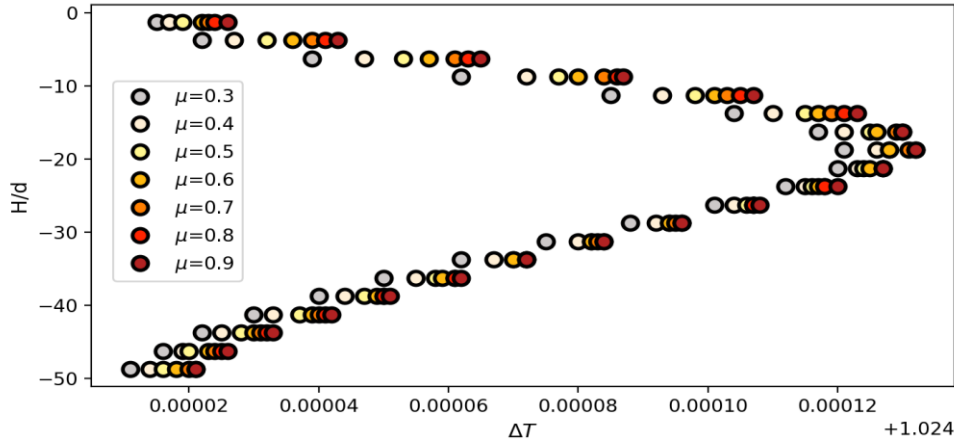


Figure V.24: Profils de températures dans la tranche centrale du tambour pour les différents coefficients de frottement [TEY 19]

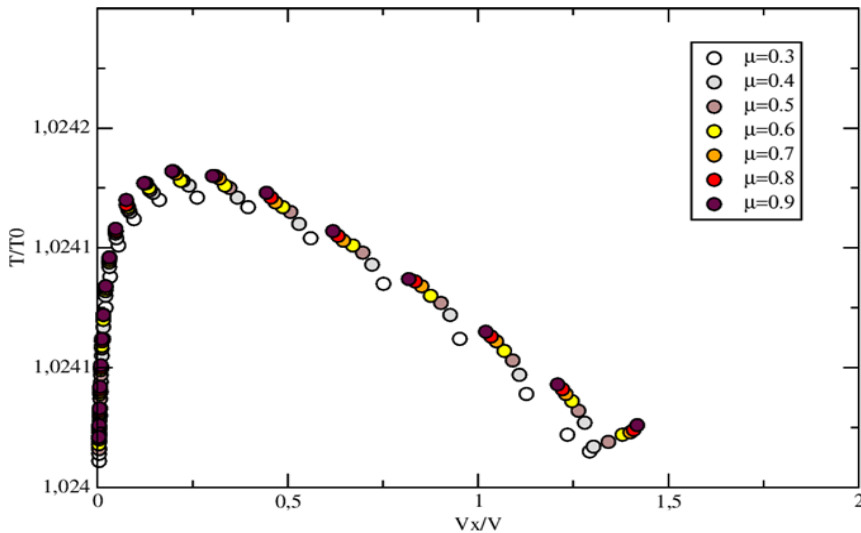


Figure V.25: Profils de vitesse en fonction de la température pour les coefficients de frottement

Les deux résultats (*cf.* Figures V.20 et V.24) peuvent s'expliquer par le fait que l'endroit où se situe le cisaillement macroscopique est à l'interface entre les deux phases. En effet, la chaleur générée dans les deux zones est inférieure au frottement entre les deux phases. La dissipation due au frottement local n'est pas activée dans la zone statique ni dans la zone dynamique: Dans la zone statique, il n'y a pas de mouvement relatif entre les particules et dans celle qui coule, les particules vont principalement dans le même sens, ce qui provoque une certaine dissipation due aux impacts.

Au contraire, à l'interface entre les deux zones, " frottement macroscopiques", qui représente le cisaillement de la zone d'écoulement sur la zone statique, est important et indépendant des propriétés locales car le gradient de vitesse est constant. Ainsi, la chaleur générée est diffusée entre les particules en contact par conduction, à partir de la zone de génération (le cisaillement et le frottement sont max) jusqu'à la surface libre du flux et la paroi du tambour, où sont localisées les valeurs minimales de température.

Pour compléter l'observation des figures V.24 et V.25, nous avons représenté la position de la particule la plus chaude en fonction du coefficient de frottement dans la Figure V.26. Elle montre que ce dernier a une influence non significative sur l'évolution de la température des particules.

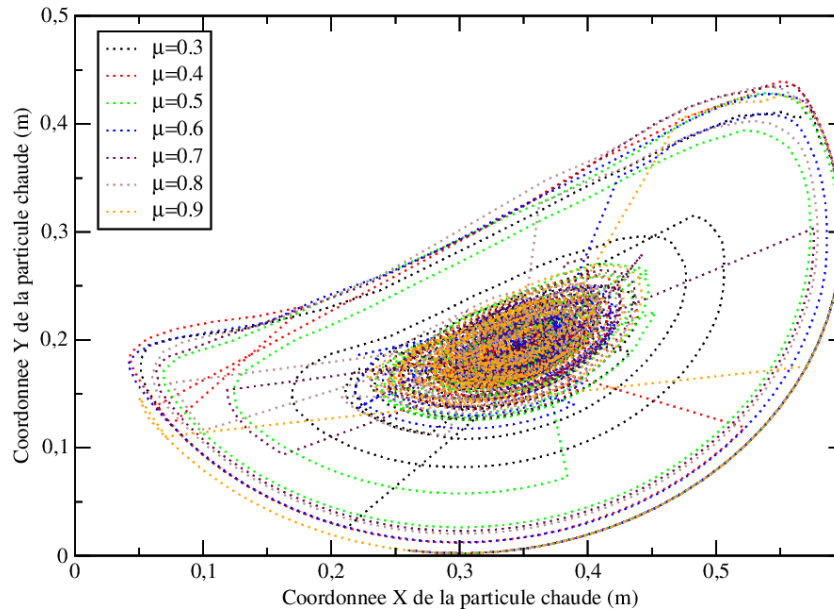


Figure V.26: Position de la particule la plus chaude en fonction du coefficient de frottement

V.2.5 Synthèse du modèle de Tambour Tournant

Nous avons étudié dans cette partie l'influence de la vitesse de rotation du tambour et du coefficient de frottement local sur le comportement thermo-mécanique du milieu. Nous avons trouvé que l'augmentation de la vitesse de rotation du tambour produit un angle d'inclinaison de la surface libre le plus important. Ce qui conduit à un écoulement plus court de la surface libre. De plus, la vitesse de rotation du tambour induit un cisaillement entre les deux phases différentes du système et génère une quantité de chaleur importante.

Le coefficient de frottement entre particules a une influence non significative sur les profils de vitesse et de température du fluide.

Une analyse de flux thermique dans le milieu peut également être proposée (cf. Figures V.25):

- Q^{rec} représente le flux de chaleur recyclé qui est produit par l'écoulement des particules à la surface libre et près de la paroi du tambour.

- Q^{cond} représente le flux de chaleur par conduction entre les particules. Il se disperse d'une façon non uniforme dans le milieu à cause des différents régimes d'écoulements des particules dans les deux zones.

- Q^{diss} représente le flux de source interne ou flux de chaleur généré par le frottement des particules dans la phase de transition où le mouvement circulaire des particules de la zone statique et l'écoulement continu des particules de la zone dynamique.

Un tel modèle pourrait être appliqué à l'analyse du comportement thermo-mécanique des écoulements granulaires en vue de localiser la zone préférentielle de production de chaleur qui pourrait affecter les propriétés mécaniques.

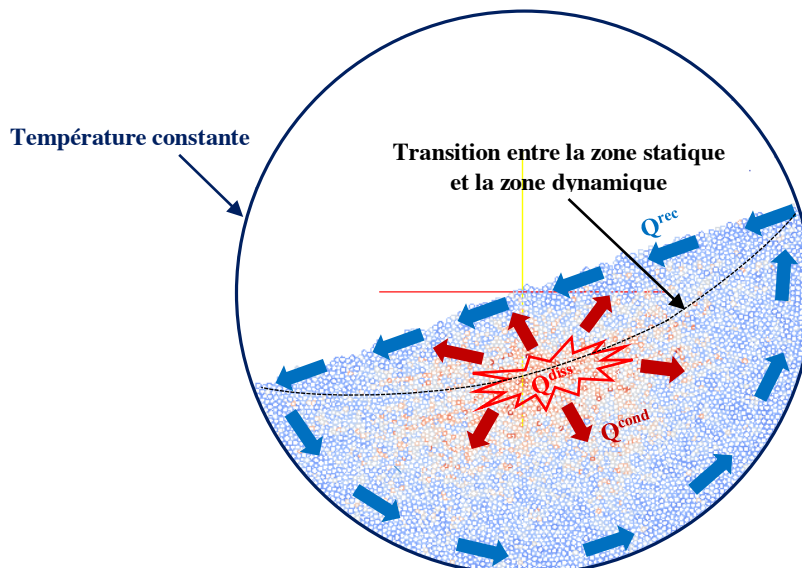


Figure V.27: Transferts thermiques dans le tambour tournant [TEY 19]

V.3 CONCLUSION

Dans ce chapitre, on a donc effectué une étude numérique pour les deux modèles de Couette et tambour tournant, sous différentes conditions opérationnelles et limites.

L'objectif étant d'analyser le comportement thermo-mécanique en fonction des différents paramètres définis précédemment. On s'est intéressé en particulier à la détermination et la prédiction des profils de vitesse et de température dans le milieu.

Au travers de l'analyse thermo-mécanique des résultats obtenus, nous pouvons conclure que :

- les sollicitations tribologiques appliquées, les propriétés thermo-physiques des particules du milieu sont les paramètres les plus influents sur le comportement thermo-mécanique du milieu par rapport aux celles de la cohésion et du frottement statique entre les particules,
- le régime d'écoulement des particules du milieu, ainsi que la transition entre les différentes phases d'écoulement ont une importance sur la naissance de la source de chaleur dans la zone de cisaillement où se produit un frottement maximal entre les particules,
- les différentes conditions opérationnelles et limites optimales sert à maîtriser un comportement thermo-mécanique avec un régime d'écoulement et température du milieu convenables.

CONCLUSION GÉNÉRALE ET PERSPECTIVES

Notre étude bibliographique a montré une abondance d'études récentes de la rhéologie du troisième corps solide pour essayer de comprendre et d'analyser leur comportement local (échelle microscopique). Ces études ont abordé le sujet du point de vue mécanique et thermique, d'où l'appellation « thermo-mécanique ».

Des différents modèles numériques ont été réalisés dans ces études, utilisant la méthode des éléments discrets (MED). Certains paramètres ont été pris en compte dans ces modèles tels que : les propriétés des premiers et du troisième corps ainsi que le choix de lois d'interaction microscopique entre les particules du troisième corps, pour prédire la réponse du contact.

Cependant, il reste toujours d'autres paramètres qui n'ont pas été traités dans ces études pour parvenir à une description cohérente et complète de la rhéologie du troisième corps.

Dans ce contexte, à partir des résultats de ces études, nous avons utilisé la Méthode des Eléments Discrets (MED), et avons introduit dans nos modèles numériques, d'autres paramètres qui influent à la fois sur le comportement thermique et mécanique tels que :

- le coefficient de frottement statique local ;
- la vitesse de cisaillement ;
- la pression de contact ;
- la cohésion entre les particules du troisième corps ;
- les caractéristiques mécanique et thermique du troisième corps (la conductivité et la capacité thermique, le module d'élasticité,...) ;
- le temps de simulation.

Nous avons appliqué dans notre modélisation thermo-mécanique l'approche Non Smooth Contact Dynamique (NSCD), qui a été la plus adaptée à notre étude. Elle était implémentée dans le logiciel LMGC90, que nous avons utilisé. Nous avons intégré dans cette modélisation les équations dynamiques et thermiques ainsi les lois d'interaction entre les particules du troisième corps (la loi de *Signorini* non cohésive IQS-CLB et la loi de *Signorini* cohésive IQS-WET). Le transfert thermique dans les premiers corps et le troisième corps se fait principalement par conduction et la chaleur se génère par frottement entre les particules.

Nous avons eu l'opportunité de contribuer au choix du matériau des premiers corps (deux patins: mobile et fixe) du modèle expérimental Tribo-Gral, à partir d'une vérification de son

isolement thermique. Nous avons vérifié la conservation de la chaleur dans l'enceinte du confinement à l'aide du logiciel Comsol-Multi-Physique. Notre simulation utilisée était bidimensionnelle dans le cas statique à l'échelle macroscopique.

L'analyse des résultats obtenus nous a permis de choisir le laiton Cu Zn22 Al2 pour assurer une meilleure conservation d'énergie.

Dans le but de choisir et d'ajuster notre modèle numérique bidimensionnel adapté au simulateur expérimental Tribo-Gral à l'échelle microscopique, nous avons effectué une étude comparative des différentes longueurs de l'échantillon pour ce modèle dans le cas du cisaillement simple. Nous avons pris en considération les mêmes conditions appliquées (pression de contact, vitesse de cisaillement), les mêmes propriétés du troisième corps ainsi que la même loi d'interaction appliquée entre les particules du troisième corps (loi de *Signorini* non cohésive).

D'après la discussion des résultats obtenus, nous avons choisis la longueur convenable de l'échantillon qui nécessite un temps d'exécution de la simulation plus court.

Afin de valider notre modèle, nous avons effectué une étude paramétrique (du paramètre "matériau" du troisième corps) sur le comportement thermo-mécanique de la rhéologie du troisième corps cisailé, pour qu'il soit possible de mieux comparer et prouver par les résultats d'autres travaux qui ont déjà été réalisés. D'après l'analyse des résultats obtenus dans cette étude, nous avons constaté un accord avec les résultats des travaux déjà réalisés [RIC 08, NGU 09], concernant le profil de vitesse et de température, ce qui montre que le comportement thermo-mécanique de notre modèle est acceptable. De plus nous avons vérifié que notre modèle est conservatif.

Nous avons réalisé notre modèle numérique expérimental "Tribo-Gral" en présence des conditions adaptées aux possibilités offertes par le modèle expérimental, ainsi que les lois d'interaction entre les particules du troisième corps (la loi de contact unilatérale non cohésive IQS-CLB et la loi de contact unilatérale cohésive IQS-WET). Nous avons effectué une étude paramétrique de l'influence des différents paramètres sur le comportement thermo-mécanique du troisième corps tels que :

- la vitesse de cisaillement et la pression normale appliquées,
- la cohésion entre les particules du troisième corps, ainsi que le temps de simulation.

Avec les résultats obtenus de ce modèle, nous avons traduit l'évolution du facteur de frottement, de vitesse d'écoulement (rhéologie) ainsi que l'évolution de la température

(thermique) au travers de l'épaisseur du troisième corps. L'analyse de l'évolution des profils de vitesse et de température avec le temps de simulation, nous a permis de constater que :

- pour chaque type de matériau, ces profils de vitesse et de température gardaient la même allure, ce qui prouve les mêmes régimes d'écoulement des particules du troisième corps et du flux de chaleur généré,
- pour les trois types de matériau choisis (verre, aluminium et acier), ces profils sont semblables, ce qui a impliqué la même réponse thermo-mécanique,
- la valeur maximale de la température du troisième corps est plus importante pour le matériau de faible capacité thermique, ce qui a été prouvé dans les travaux de V.-D. Nguyen [NGU 09b],
- pour le cas des billes en verre, la valeur moyenne de la température dans le volume du troisième corps était variée d'une façon proportionnelle avec l'augmentation de la vitesse de cisaillement et de la pression du contact ainsi que l'augmentation du temps de simulation.

Alors nous avons pu constater que ces derniers représentaient un apport thermique dû à l'énergie cinétique des particules en mouvement, à l'effet des contraintes mécaniques engendrées et au temps du cisaillement des particules. Cependant pour les différentes valeurs choisies de la cohésion locale, nous avons obtenu une influence non significative de cette dernière sur le comportement thermo-mécanique du troisième corps.

Pour pallier l'absence de la validation expérimentale par le dispositif Tribo-Gral qui est encore en cours de construction, nous avons validé notre modèle numérique par comparaison avec des résultats similaires vérifiés dans d'autres recherches. Dans cette partie de notre travail, nous avons utilisé deux types de modèle numérique bidimensionnels: modèle de Couette et tambour tournant, en présence des lois d'interaction utilisées dans le modèle précédent. L'objectif était d'améliorer la compréhension de la thermo-mécanique à l'échelle microscopique (locale), via des simulations, des écoulements granulaires dans ces deux modèles.

Pour le cas du modèle de type Couette, nous avons trouvé que la valeur maximale de la température du milieu dépend du rapport (C_p/E). De plus nous avons étudié l'influence de la conductivité thermique sur le comportement thermo-mécanique du milieu granulaire. Un point de vue particulier a été porté sur la discussion des résultats obtenus, où nous avons réalisé une étude analytique de ces résultats, afin de pouvoir analyser l'évolution de la vitesse et de la température à travers le milieu d'un point de vue mathématique.

L'équation de la température que nous avons constaté, nous a permis de mieux comprendre l'influence des différents paramètres que nous avons introduit dans notre modèle sur le comportement thermo-mécanique du milieu, et de donner une interprétation plus claire. En effet, nous avons constaté que la conductivité thermique influe d'une façon inversement proportionnelle sur la valeur de la température maximale du milieu granulaire. Cependant l'évolution de la température du milieu suit la pression périphérique appliquée (force normale).

Nous avons ainsi effectué dans le cas du tambour tournant une étude paramétrique de certains paramètres les plus significatifs sur le régime d'écoulement. Nous avons étudié l'influence de la vitesse de rotation du tambour ainsi que du coefficient de frottement statique entre particules sur le comportement thermo-mécanique du milieu granulaire. D'un point de vue mécanique, les résultats obtenus montrent une bonne concordance avec d'autres résultats similaires [BON 08, REN 05]. D'un point de vue thermique, ces résultats suggèrent que l'augmentation de la vitesse de rotation du tambour provoque une zone de cisaillement plus élargie, alors un frottement entre particules maximal, donc une température maximale. Par ailleurs, nous avons pu noter que les valeurs choisies du coefficient de frottement statique entre particules ont une influence non significative sur les profils de vitesse et de température.

Au terme de ce travail, notre large étude paramétrique sur la rhéologie du troisième corps solide a montré donc que l'énergie cinétique et les contraintes mécaniques apportées au modèle numérique par les sollicitations globales appliquées (pression de contact, vitesse de cisaillement) en présence des réactions locales entre les particules (frottement et cohésion), jouaient un rôle moteur dans la génération de la chaleur dans le milieu granulaire. Concrètement, nous avons constaté que la source de génération de chaleur et sa diffusion dépendait principalement de la mécanique du système (nature d'écoulement des particules) et de la nature du milieu. Cette source est localisée dans la zone où le cisaillement des particules du milieu est maximal.

En conclusion, notre modélisation thermo-mécanique par les éléments discrets que nous avons réalisé dans ce présent travail, nous a permis de comprendre les phénomènes thermiques (génération de chaleur, transfert thermique) qui ont lieu lors du frottement dans les différentes configurations utilisées (cisaillement simple, Couette, tambour tournant), et d'analyser leurs comportement thermo-mécanique.

Perspectives

Les principales perspectives de recherche qui apparaissent à l'issue de cette thèse (cf. Figure V), concernent tout d'abord la validation expérimentale du modèle numérique à travers le dispositif Tribo-Gral une fois achevé et devenu opérationnel. Il serait alors intéressant de pouvoir qualifier ces modèles au regard de nouveaux résultats expérimentaux. De plus, pour compléter l'étude numérique, il reste à comprendre l'influence de la rigidité des matériaux sur le comportement thermo-mécanique du milieu. Enfin, il serait également intéressant d'étudier la rhéologie tridimensionnelle par des simulations en 3D.

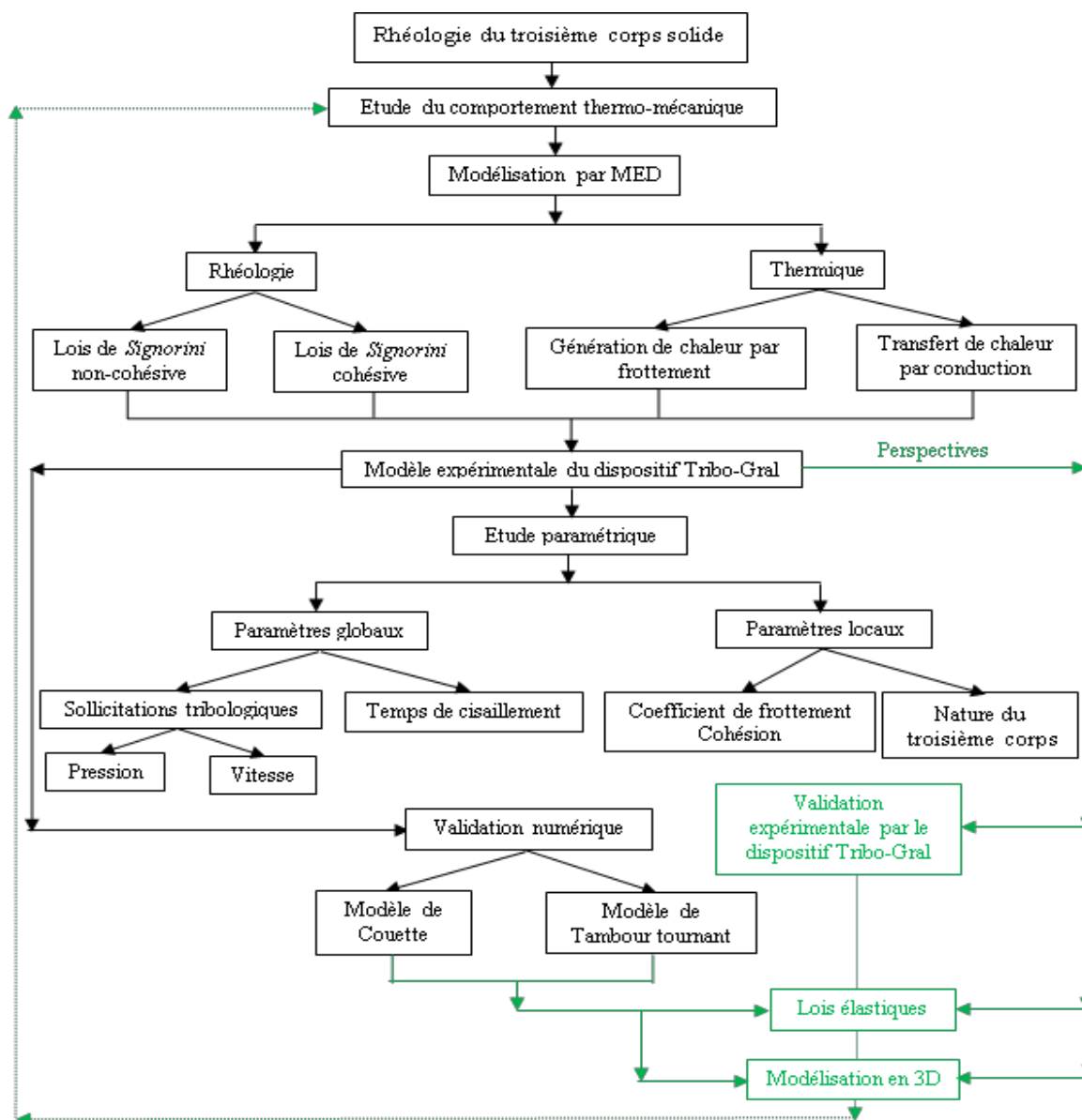


Figure V : Synthèse de notre étude numérique sur le comportement thermo-mécanique du troisième corps solide ainsi que les perspectives proposées

ANNEXE :

GÉNÉRALITÉS SUR LES MÉTHODES DES ÉLÉMENTS DISCRETS

CLASSIFICATION DES MÉTHODES PAR ÉLÉMENTS DISCRETS

Jean. Michel [JEA 01a] a classé les méthodes par éléments discrets, selon la fonction des lois d'interaction appliquées entre les particules, en deux catégories principales :

- A. Méthode Régulière (**Smooth DEM**) qui considère des lois continues et dérivables.
- B. Méthode Non-Régulière (**Non Smooth DEM**) qui considère des lois de chocs.

Ces deux méthodes (**DEM**) sont définies par:

- la description des lois d'interaction qui exprime le contact entre les grains.
- le schéma d'intégration temporel de résolution de l'équation dynamique pour déterminer les accélérations, les vitesses et les déplacements des grains.

Elles se basent sur un processus itératif combinant des calculs cinématiques (mouvement des grains) et des calculs d'interaction (efforts entre les grains).

Ces lois de contact sont définies généralement en fonction des paramètres locaux, comme la force normale « r_N », l'interpénétration « g » et la vitesse relative « U ».

D'après T.M. P. Hoang [HOA 11], les deux caractéristiques régulière et non-régulière sont traduites comme suit :

- ✓ Régulière : concerne le procédé de calcul des forces de contact, qui peut se faire par le biais d'un calcul direct (forces proportionnelles à la distance entre particules).
- ✓ Non-Régulière, qui se manifeste sous trois aspects:
 - non-régularité spatiale due à la condition géométrique de non-interpénétration des grains du système conduisant à traiter des inégalités au lieu d'égalités,
 - non-régularité en loi apparaissant à travers les lois non-régulières reliant les non-interpénétrabilités ou bien les vitesses relatives aux forces de contact,
 - non-régularité temporelle liée aux collisions entre corps rigides créant ainsi des sauts de vitesse.

Ces deux catégories principales, se subdivisent en quelques méthodes, représentées sur la figure 1, qui sont les suivantes:

A.1. La méthode dynamique moléculaire (**MD** : Moléculaire Dynamics) [WAL 84,WAL 93], est dédiée à des grains sphériques ou circulaires soumis à des actions intergranulaires représentées par des forces normales dérivant de potentiels. À l'origine, cette méthode été utilisée pour traiter des particules de gaz en collision, sans rotations et sans interactions dues au frottement. Cette méthode est très compliquée pour traiter des interactions complexes.

A.2. La méthode **DEM** de Cundall, Strack [CUN 71, CUN 79, CUN 87] et leurs successeurs, est dédiée à des collections de grains rigides (parfois déformables): disques, sphères, blocs polygonaux ou polyédriques. Les forces d'interaction de contact et de frottement sont décrites par des systèmes de ressorts et d'amortisseurs à réponse linéaire ou non-linéaire. Le schéma de résolution dans cette méthode est de type explicite.

A.3. La méthode élément granulaire (**GEM** : Granular Element Method) développée par Kishino [KIS 89], qui considère deux types d'éléments: granulaire et de frontière. Les contacts sont définis de la même manière que chez Cundall et Strack, où les particules sont rigides et s'interpénètrent lorsqu'il y a contact. La force de contact est une fonction d'une raideur de contact et respecte les conditions de glissement de Coulomb. Cette méthode utilise les matrices de raideurs pour mettre à jour la position des différents éléments.

A.4. La méthode Dynamique Évènementielle (**ED**: Event Driven), qui s'applique à des collections de grains rigides (circulaires ou sphériques en général) en vol libre, entrant en collision par paires indépendantes, les contacts simultanés étant exclus. Les collisions sont régies par des lois de choc avec coefficients de restitution. Le frottement n'est pas toujours pris en compte ;

A.5. Les méthodes **NSCD** qui s'applique à des collections de grains rigides ou déformables. Elle est classée parmi les méthodes les plus couramment utilisées dans la simulation numériques granulaire.

Les principales méthodes numériques des éléments discrets **MED** utilisées sont regroupées sur la figure 1.

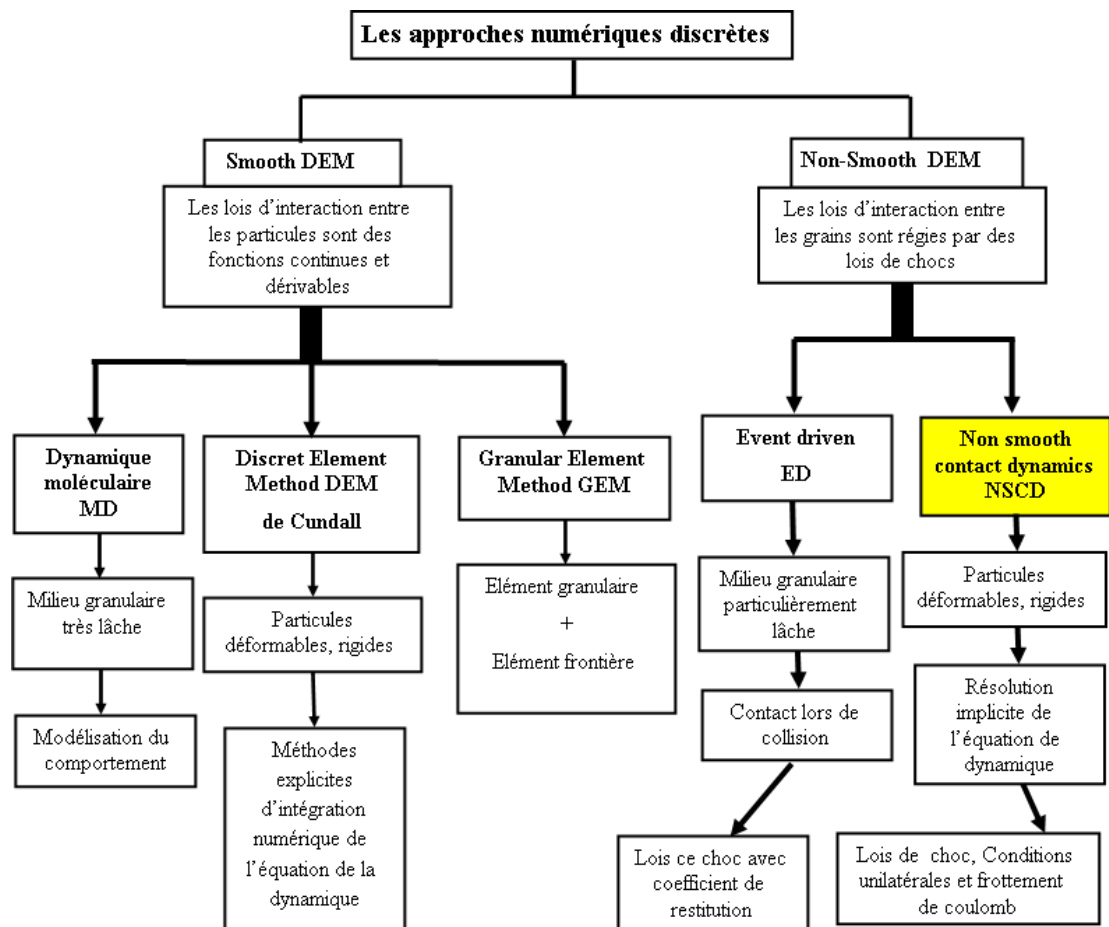


Figure 1: Différentes méthodes des éléments discrets MED

DÉTECTION DES CONTACTS

Cette phase est la plus complexe et la plus coûteuse en temps. Elle vient après la phase de prédiction des coordonnées cinématiques des particules. C'est une étape commune à l'ensemble des méthodes, d'où l'utilisation d'un seul algorithme de détection [REN 04b]. La détection des contacts s'applique à deux niveaux: local et global.

1. Détection locale (fine)

À l'échelle locale du milieu granulaire, il s'agit de détecter chaque contact α entre deux particules voisines « i » et « j » dans un milieu global (*cf.* Figure 2). Cette détection est caractérisée par un repère local défini par le point de contact I_α qui représente l'intersection des deux axes tangentiel et normal (t_α, n_α) aux particules.

Selon la rigidité des particules choisies, il peut y avoir trois types essentiels de contact local [CAO 11, NHU 13]:

- (a) : Contact Rigide/Rigide ;
- (b) : Contact Rigide/Déformable ;
- (c) : Contact Déformable/Déformable.

La schématisation du maillage selon la rigidité des particules est représentée sur la figure 3.

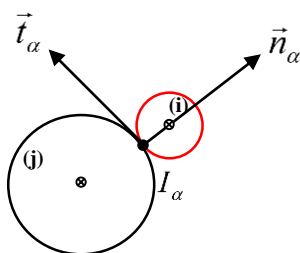


Figure 2: Représentation d'un contact local α

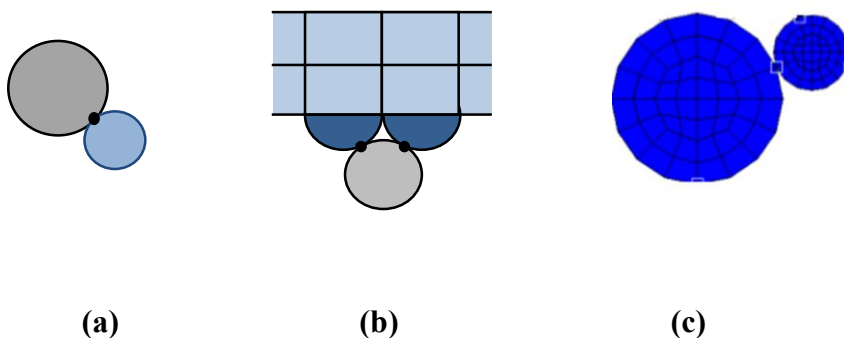


Figure 3: Schématisation des différents types de contact selon la rigidité des particules

2. Détection globale (grossière)

D'après la littérature [FOR 02, CHR 03], il existe deux méthodes principales pour détecter les contacts entre les particules dans un ensemble granulaire: celle des boîtes de Manhattan et celle de triangulation de Delaunay.

1) La méthode des boîtes de Manhattan (*cf.* Figure 4.a) consiste à découper virtuellement le domaine granulaire en boîtes de mêmes tailles. Le choix des dimensions des boîtes dépend des diamètres des particules pour en contenir plusieurs. Ensuite, on procède à la détection locale des contacts entre deux particules d'une même boîte (B), ainsi qu'entre deux particules frontalières de deux boîtes voisines (V) ou dans le cas de détection globale.

Pour l'intégration de tous les contacts présents dans le volume global, il faut balayer dans les différentes directions, toutes les boîtes (B) ainsi que celles voisines (V) sans répétition

des détections. Ceci implique la limitation du nombre d'itérations effectuées.

- 2) La méthode de triangulation de Delaunay (cf. Figure 4.b): sans le découpage en mailles du domaine granulaires, le maillage formé par les centres de masse des particules voisines du domaine entier permet d'obtenir la liste des arêtes correspondant aux contacts potentiels.

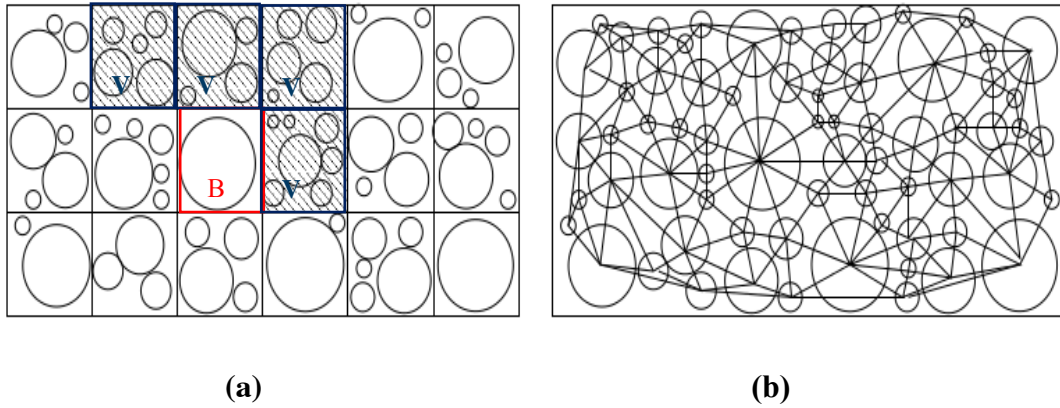


Figure 4: Stratégie de détection des contacts par Manhattan (a) et Delaunay (b) [JEA 01]

PARAMÈTRES NUMÉRIQUES CALCULÉS PAR « DEM »

1. Valeur d'erreur numérique (violation evolution)

Dans le but de contrôler la qualité de simulation que nous allons traiter dans le chapitre suivant, nous allons utiliser pour la vérification de l'erreur numérique la valeur appelée (Violation Evolution). Les valeurs maximale et moyenne de Violation évolution sont définies comme suit :

$$V_{moy} = \frac{1}{n_c} \sum_{\alpha} \max(0, |g_{\alpha}|) \quad (1)$$

$$V_{max} = \max_{\alpha} \{ \max(0, |g_{\alpha}|) \} \quad (2)$$

Avec :

n_c : le nombre de contact ;

g_{α} : Le gap associé par le contact α .

2. Coefficient de frottement global (macroscopique)

De récents travaux [CAO 11, NHU 13] en tribologie numérique du milieu granulaire (volume du 3^e corps), simulent le troisième corps solide par des éléments discrets, entre lesquels né au cours du cisaillement des forces dues au frottement locaux à l'échelle microscopique. Ce

qui permet de définir la valeur du coefficient de frottement global (macroscopique) par le rapport de la force tangentielle baptisé $F_t(t)$ sur la force normale appliquée $F_N(t)$.

$F_t(t)$: la somme forces exercées localement entre les particules du troisième corps et la paroi mobile. En effet, les parois des premiers corps, inférieure (mobile) et supérieure (fixe) sont rugueuses, ce qui permet de considérer les contacts particules/parois comme particules/particules (*cf.* Chapitre V).

$F_N(t)$: la force normale appliquée localement sur la paroi supérieure.

Ce coefficient de frottement global peut-être calculé dans les deux cas bidimensionnel (2D) et tridimensionnel (3D) par les formules suivantes:

$$\mu(t) = \frac{F_t(t)}{F_N(t)} \quad (3)$$

Avec :

$$F_t(t) = \sum_{i=1}^{n_{inf}} F_x^i(t) \quad ;$$

$$F_N(t) = \sum_{i=1}^{n_{inf}} F_y^i(t) \quad \text{Dans 2D (suivant l'axe (oy)) ;}$$

$$F_N(t) = \sum_{i=1}^{n_{inf}} F_z^i(t) \quad \text{Dans 3D (suivant l'axe (oz)).}$$

Ou :

n_{inf} : le nombre de particules constituant le premier corps inférieur.

$F_x^i(t)$, $F_y^i(t)$, $F_z^i(t)$ sont respectivement les projections des forces de contact agissant sur l'élément « i » du premier corps inférieur à l'instant « t » selon x, y et z.

L'équation (3) est considérée pour le cas où la force normale est appliquée sur le premier corps supérieur et la vitesse de glissement sur le premier corps inférieur. Pour le modèle expérimental que nous allons traiter ci-après dans le chapitre V, les deux sollicitations tribologiques sont appliquées sur la même paroi supérieure (premier corps supérieure), alors que le premier corps inférieur reste fixe. Pour cette raison l'équation (3) est réécrite par la forme suivante :

$$\mu(t) = \frac{\sum_{i=1}^{n_{sup}} F_x^i(t)}{F_N(t)} \quad (4)$$

Sachant que :

n_{sup} : le nombre de particules constituant le premier corps supérieur.

$F_x^i(t)$ est la projection des forces de contact agissant sur l'élément « i » du premier corps supérieur à l'instant « t » selon x.

La figure 5 représente l'évolution du coefficient de frottement macroscopique mesuré lors d'un essai numérique de cisaillement pour un modèle discrétisé. Cette évolution déduit un régime stable (cf. Chapitre V). À cause de la très bruité obtenue, on associe deux valeurs importante, une valeur moyenne notée « μ » et un écart-type « μ_E » jouant le rôle de barre d'erreur.

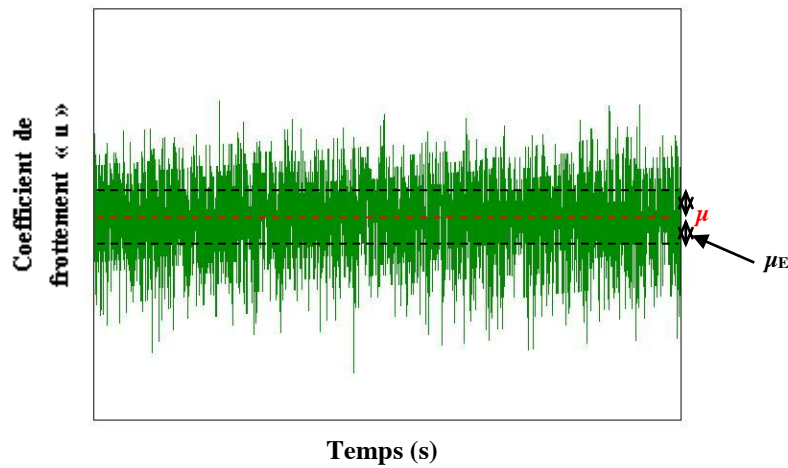


Figure 5: Profil du coefficient de frottement global avec précision du frottement moyen « μ » et d'écart-type « μ_E ».

3. Énergie totale du système

D'un point de vue énergétique, il existe un autre paramètre important à calculer dans notre étude, qui est l'énergie totale du système. Dans le but de vérifier la conservation d'énergie du system par le théorème de l'énergie cinétique, qui est défini par l'équation suivante:

$$\frac{d(E_{Totale})}{dt} = \frac{d(E_{sup} + E_{inf} + E_{TC})}{dt} = P_{sup} + P_{inf} + P_{TC} \quad (5)$$

Avec :

$$E_{sup} = \frac{1}{2} M_{sup} \cdot V_{sup}^2 \quad (6)$$

$$E_{\text{inf}} = \frac{1}{2} M_{\text{inf}} \cdot V_{\text{inf}}^2 \quad (7)$$

$$E_{TC} = \sum_{i=1}^{n_b} \frac{1}{2} M_i \cdot q_i^2 \quad (8)$$

$$P_{\text{sup}} + P_{\text{inf}} + P_{TC} = \vec{F}_{\text{sup}} \cdot \vec{V}_{\text{sup}} + \vec{F}_{\text{inf}} \cdot \vec{V}_{\text{inf}} + \sum_{i=1}^{n_b} \vec{F}_i \cdot \vec{q}_i \quad (9)$$

Hong-Phong.Cao à réécrire la dérivée de l'énergie cinétique totale (cf. Equation 5) dans le pas du temps $[t, t+\Delta t]$ sous la forme :

$$\frac{d(E_{\text{Totale}})}{dt} = \frac{1}{\Delta t} \cdot \frac{1}{2} \left[M_{\text{sup}} \cdot (V_{\text{sup}}^2(t + \Delta t) - V_{\text{sup}}^2(t)) + M_{\text{inf}} \cdot (V_{\text{inf}}^2(t + \Delta t) - V_{\text{inf}}^2(t)) + \sum_{i=1}^{n_b} M_i (q_i^2(t + \Delta t) - q_i^2(t)) \right] \quad (10)$$

Où :

E_{Totale} : énergie cinétique totale du système qui définit par la somme des énergies cinétiques des éléments qui composent le système ;

$E_{\text{sup}}, E_{\text{inf}}, E_{TC}$: présente respectivement l'énergie cinétique du premier corps supérieur, inférieur et du troisième corps

$P_{\text{sup}}, P_{\text{inf}}, P_{TC}$: présente respectivement les puissances mise en jeu par le premier corps supérieur, inférieur et le troisième corps.

$\vec{F}_{\text{sup}}, \vec{F}_{\text{inf}} \text{ et } \vec{F}_i$: Sont respectivement les composantes de la force appliquée aux premiers corps supérieur, inférieur et à la particule « i » de troisième corps.

$\vec{V}_{\text{sup}}, \vec{V}_{\text{inf}} \text{ et } \vec{q}_i$: sont les composantes de la vitesse des premiers corps supérieur et inférieur et de la particule « i » de troisième corps.

BIBLIOGRAPHIE

- [ALE 13] ALENZI A., MARINACK M., HIGGS C. F., MCCARTHY J.
DEM validation using an annular shear cell. *Powder Technology* 248, 2013, p. 131-142.
- [ARC 59] ARCHARD J.-F.
The temperature of rubbing surfaces. *Wear*, vol. 2, n° 6, 1959, p. 438-455.
- [AZE 07] AZEMA E.
Étude numérique de milieux granulaires à grain polyédriques: rhéologie quasi-statique, dynamique vibratoire et application au procédé de bourrage du ballast. Thèse de doctorat, Université Montpellier II, 2007.
- [BAR 67] BARBER J. R.
Distribution of heat between sliding surfaces. *Journal mechanical engineering science*, vol. 9, n° 5, 1967, p. 351-354.
- [BAR 94] BARDON J.-P.
Bases physiques des conditions de contact thermique imparfait entre milieux en glissement relatif. *Revue Générale de Thermique. Fr.*, vol. 386, 1994, p. 85-91.
- [BER 88] BERTHIER Y., VINCENT L., GODET M.
Mécanismes et tribologie. Thèse de doctorat, Institut national des sciences appliquées de Lyon, 1988.
- [BER 89] BERTHIER Y., GODET M., BRENDLE M.
Velocity accommodation in friction. *Tribology Transaction*, vol. 32, Issue 4, 1989, p. 490-496.
- [BER 90] BERTHIER Y.
Experimental evidence for friction and wear modelling. *Wear*, vol. 139, 1990, p. 77-92.
- [BER 92] BERTHIER Y., DUBOURG M.-C., GODET M., VINCENT L.
Wear data: what can be made of it? Simulation tuning. *Tribology series, wear particles: From the cradle to the grave*, edited by DOWSON D and al; Amsterdam, Elsevier, 1992, n° 21, p. 161-172.
- [BER 01] BERTHIER Y.
Background on friction and wear. Chapter 8. *Journal Lemaitre, Handbook of materials behavior models*, San Diego, Academic Press, 2001, p. 676-699.

[BLO 63] BLOK H.

The flash temperature concept. *Wear*, vol. 6, 1963, p. 483 - 494.

[BON 02] BONAMY D., DAVIAUD F., LAURENT L.

Experimental study of granular surface flows via a fast camera: a continuous description.

Phys. Fluids, vol. 14, Issue 5, 2002, p. 1666-1673.

[BON 03] BONAMY D., DAVIAUD F., LAURENT L., MILLS P.

Texture of granular surface flows: experimental investigation and biphasic non-local model.

Springer-Verlag, vol. 4, 2003, p. 183-190.

[BON 08] BONAMY D., CHAVANIS P.-H., DAVIAUD F., DUBRULLE B., RENOUF M.

Non-linear steady states in dense granular flows, Hal Id: hal-00260015, version 1, 2008.

[BUC 81] BUCKLEY D.-H.

Surface effects in adhesion, friction, wear and lubrication. Tribology series, 5. Elsevier scientific publishing company, Amsterdam. Vol. 5, 1981.

[CAN 07] CANOU J., CHEVOIR F., CORFDIR A., DUHAMEL D., DUPLA J.-C., ROUX J.-N.

Comportement mécanique des matériaux granulaires : apports des simulations numériques discrètes. Hal Id : hal-00377039, version 1, 2007.

[CAO 11] CAO H.-P.

Modélisation par éléments discrets rigides et/ou déformables des milieux granulaires et des troisième corps solides, Thèse de doctorat, Institut national des sciences appliquées de Lyon, 2011.

[CAU 66] CAUBET J.J., GEORGES J.M.

Comptes Rendus de l'Académie des Sciences, Paris, Série C, 1966, 262, p.1664; GEORGES J.M, Thèse, Lyon, 1968.

[CHA 95] CHANTRENNE P.

Détermination des paramètres d'un modèle thermique du contact sec-glissant. Application aux roulements en ambiance cryogénique. Thèse de doctorat, Institut national des sciences appliquées de Lyon, 1995.

[CHA 09] CHAMPELOVIER T., RENOUF M.

Modèle multi-physiques par éléments discrets. Applications à la modélisation du troisième corps. 9^e Colloque National en Calcul des Structures, 2009.

[CHA 13] 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.

[CHR 03] CHRISOCHOIDES N., NAVE D.

Parallel Delaunay mesh generation kernel. *International Journal for Numerical Methods in Engineering*, vol. 58, 2003, p. 161-176.

[CLE 98] CLEARY P.

Predicting charge motion, power draw, segregation and wear in ball mills using discrete element methods. *Minerals Engineering*, vol. 11, n° 11, 1998, p. 1061 -1080.

[CUN 71] CUNDALL P. – A.

A Computer Model for Simulating Progressive Large Scale Movements in 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.

[CUN 87] CUNDALL P. - A.

Distinct element models of rock and soil structure, in Brown E.T(ed), *Analytical and Computational methods in engineering rock mechanics*, Allen et Unwin, p. 129-163, 1987.

[DAY 83] DAY A.-J.

Energy transformation at the friction interface of a brake. PhD thesis, Loughborough University of technology, 1983.

[DAY 90] DAY A.-J.

Brake interface temperature prediction. 2nd Brakes Workshop, University of Bradford, 1990.

[DES 09] DESPLANQUES Y., DEGALLAIX G.

Mise en évidence des interactions entre échelles et des couplages multi-physiques dans l'analyse du contact en freinage. 9^e Colloque National en Calcul des Structures, 2009.

[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.

[FEL 07] FELIX G., FALK V., D'ORTONA U.

Granular flows in a rotating drum: the scaling law between velocity and thickness of the flow. *Eur. Phys. J. E* 22, vol. 1, 2007, p. 25-31.

[FIL 04a] FILLOT N.

Etude mécanique de l'usure, Modélisation par éléments discrets des débits de troisième corps solide. Thèse de doctorat, Institut national des sciences appliquées de Lyon, 2004.

[FIL 04b] FILLOT N., IORDANOFF I., BERTHIER Y.

A granular dynamic model for the degradation of material. *ASME Journal Tribology*, vol. 126(3), 2004, p. 606-614.

[FIL 05] FILLOT N., IORDANOFF I., BERTHIER Y.

Simulation of wear through a mass balance in a dry contact. *ASME Journal Tribology*, vol. 127(1), 2005, p. 230-237.

[FIL 07a] FILLOT N., IORDANOFF I., BERTHIER Y.

Modeling third body flows with a discrete element method - a tool for understanding wear with adhesive particles. *Tribology International*, vol. 40, 2007, p. 973-981.

[FIL 07b] FILLOT N., IORDANOFF I., BERTHIER Y.

Wear modeling and the third body concept. *Wear*, vol. 262, n° 7-8, 2007, p. 949- 957.

[FOR 02] FORTIN J., COOREVITS P.

Selecting contact particles in dynamics granular mechanics systems. In *ACOMEN*, Liege (Belgium), ISBN 2-930332-39-X, May 28-31, 2002.

[GDR 04] GDR M.

On dense granular flows. *The European Physical Journal E*, vol. 14, n° 4, 2004, p. 341-365.

[GHA 96] GHAOUTI A., DUBUJET P., CHAZE M., SIDOROFF F.

Particulate and granular simulation of third body behavior. *Tribology series*, vol. 31, 1996, p. 355-365.

[GOD 70] GODET M.

Les fondements mécaniques de la tribologie, Journées d'études du G.A.M.I sur l'usure, Paris, 8-10 septembre 1970.

[GOD 84] GODET M.

The third body approach: Mechanical view of wear. *Wear*, vol.100, 1984, p. 437-452.

[GU 00] GU J.-R., KUTTLER L.-K., SHILLOR M.

Frictional Wear of Thermoelastic Beam. *Journal of Mathematical Analysis and Applications*, vol. 242, n° 2, 2000, p. 212-236.

[HED 11] HEDJAZI L., MARTIN C.-L., GUESSASMA S., DELLA VALLE G., DENDIEVEL R.

Modélisation de la propagation de fissures dans un biopolymère vitreux. 20^{ème} Congrès Français de Mécanique, 29 août au 2 septembre 2011.

[HOA 11] HOANG T.M.P.

Optimisation des temps de calculs dans le domaine de la simulation par éléments discrets pour des applications ferroviaires, Thèse de doctorat, Université Montpellier 2, 2011.

[ICE 10] ICETA D.

Simulation numérique de la dynamique des systèmes discrets par décomposition de domaine et application aux milieux granulaires. Thèse de doctorat, Université Montpellier II, 2010.

[IOR 99] IORDANOFF I., BERTHIER Y.

First steps for a rheological model for the solid third body. *Lubrication at the Frontier: The Role of the Interface and Surface Layers in the Thin Film and Boundary Regime. Proceedings of the 25th Leeds-Lyon Symposium on Tribology, Elsevier Tribology Series, vol. 36, 1999, p. 551-559.*

[IOR 02] IORDANOFF I., SEVE B., BERTHIER Y.

Solid Third Body Analysis Using a Discrete Approach, Influence of Adhesion and Particle Size on Macroscopic Properties. *ASME Journal Tribology, vol. 124, 2002, p. 530-538.*

[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.*

[IRE 02] IREMAN P., KLARBRING A., STROMBERG N.

Finite element algorithms for thermoelastic wear problems. *European Journal of Mechanics -A/Solids, vol. 21, n° 3, 2002, p. 423-440.*

[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 92] JEAN M., MOREAU J.-J.

Unilaterality and dry friction in the dynamics of rigid body collections, in proceeding of Contact Mechanics International Symposium, Presses Polytechnique et Universitaires Romandes, Lausanne, 1992, p. 31-48.

[JEA 95] JEAN M.

Frictional contact in collections of rigid or deformable bodies: Numerical simulation of geomaterials. In: Selvadurai A.P.S., Boulon J.-M. (Eds.) *Mechanics of Geomaterial Interfaces.* Elsevier, Amsterdam, 1995, p. 453-486.

[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.*

[JEA 01] JEAN M., CAMBOU B.

Micromécanique des matériaux granulaires. Livre, 2001.

[JIS 09] JI S., HANES D.-M., HAYLEY H.

Comparisons of physical experiment and discrete element simulations of sheared granular materials in an annular shear cell. *Mechanics of Materials*, vol. 41, n° 6, 2009, p. 764 -776.

[KOU 15] KOUNOUDI K.-A., RENOUF M., MOLLON G., BERTHIER Y.

Analyse tribologique d'un contact d'un assemblage boulonné via la DEM, 12^{ème} Colloque National en Calcul des Structures, Presqu'île de Giens (Var), 18-22 Mai 2015.

[KOV 09] KOVAL J.-G., ROUX J., COFDIR A., CHEVOIR F.

Annular shear of cohesionless granular materials: From inertial to quasistatic regime, Hal Id: hal-00353055, version 1, 2009.

[KIS 89] KISHINO Y.

Computer Analysis of Dissipation Mechanism in Granular Media, Powder and Grains, A. A. Balkema, Rotterdam, 1989, pp. 323-330.

[LEB 13] LEB D., KOVAL G., CHAZALLON C.

Modélisation discrète en mécanique de la rupture des matériaux fragiles. Thèse de doctorat, Institut national des sciences appliquées de Strasbourg, France, 2013.

[LIA 12] LIAO C.-C., HSIAU S.-S., YU W.-J.

The influence of driving conditions on flow behavior in sheared granular flows, *International Journal of Multiphase Flow*, vol. 46, 2012, p. 22-31.

[LIN 06] LINCK V., SAULOT A., BAILLET L.

Consequence of contact local kinetics of sliding bodies on the surface temperatures generated, *Tribology International*, vol. 39, 2006, p.1664-1673.

[LUB 95a] LUBRECHT A.-A., BERTHIER Y.

Granular Lubrication: A simple model and trends. *Tribology series*, vol. 30, 1995, p. 53-62.

[LUB 95b] LUBRECHT A.-A., TIEN C.-E., BERTHIER Y.

A Simple model for granular lubrication, Influence of boundaries. 22nd Leeds Lyon Symposium on Tribology, Elsevier Tribology Series, vol. 31, 1995, p. 377-385.

[MAB 98] MABROUK M.

Liaisons unilatérales et chocs élastiques quelconques: un résultat d'existence. *C.R Acad. Sci. I - Math* 326, vol. 11, 1998, p. 1353-1357.

[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.

[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.

[MAR 10] MARTIN A.

Écoulement confiné d'un matériau granulaire en interaction avec un gaz, application à la relocalisation du combustible nucléaire. Thèse de doctorat, Université Montpellier II, 2010.

[MCC 10] MCCARTHY J., JASTI V., MARINACK M., HIGGS C.F.

Quantitative validation of the discrete element method using an annular shear cell, *Powder Technology* 203, 2010. p. 70-77.

[MOR 88] MOREAU J.-J.

Unilateral contact and dry friction in finite freedom dynamics, In MOREAU J.-J and eds. PANAGIOTOPOULOS P.-D., editors, *Non Smooth Mechanics and Applications*. International Centre for Mechanical Sciences, Courses and Lectures, vol. 302, 1988, p. 1-82.

[MOR 94] MOREAU J.-J.

Some numerical methods in multi body dynamics: Application to granular materials. *European Journal of Mechanics. A/Solids*, vol. 13(4), 1994, p. 93-114.

[MOR 99] MOREAU J.-J.

Numerical aspects of sweeping process, *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, vol. 177, 1999, p. 329-349.

[NHU 13] NHU V.-H.

Dialogue numériques entre échelles tribologiques. Thèse de doctorat, Institut national des sciences appliquées de Lyon, 2013.

[NGU 09a] NGUYEN V.-D., COGNÉ C., GUESSASMA M., BELLENGER E., FORTIN J.

Discrete modeling of granular flow with thermal transfer: Application to discharge of silos. *Applied Thermal Engineering*, vol. 29, 2009, p. 1846-1853.

[NGU 09b] V. D. NGUYEN, FORTIN J., GUESSASMA M., BELLENGER E., COOREVITS P., COGNE C.

Evolution dynamique des transferts thermiques dans un système multi-contacts. 9^e Colloque national en calcul des structures, Giens, France, May 2009.

[NGU 13] NGUYEN V.-D., BRUNEL J.-F., MAGNIER V., DUFRENOY P., COOREVITS P.

Rôle des rugosités et des plaques dans un modèle discret d'interface de contact d'un système de freinage, 11^e Colloque National en calcul des structures, 13-17 Mai 2013.

[OLE 97] OLESIAK Z., PYREV Y., YEVTUSHENKO A.

Determination of temperature and wear during braking. *Wear*, vol. 210, n° 1 - 2, 1997, p. 120-126.

[ORO 17] ORONA J.D., ZORRILLA S.E., PERALTA J.M.

Computational fluid dynamics combined with discrete element method and discrete phase model for studying a food hydrofluidization system. *Food Bioprod. Process.* vol. 102, 2017, p. 278-288.

[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.*

[POH 06] POHLMAN N.A., SEVERSON B.L., OTTINO J.M., LUEPTOW R.M.

Surface roughness effects in granular matter: Influence on angle of repose and the absence of segregation *Phys. Rev. E* 73:031304, 2006.

[RAD 96] RADJAI F., JEAN M., MOREAU J.J., ROUX S.

Force distributions in dense two dimensional granular systems. *Phys. Rev. Lett.* vol. 77, 1996, p. 264-27.

[RAJ 90] RAJCHENBACH J.

Flow in powders: From discrete avalanches to continuous regime. *Phys. Rev. Lett.* 65:2221, 1990.

[REN 04a] M. RENOUF, 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 04b] RENOUF M.

Optimisation numérique et calcul parallèle pour l'étude des milieux divisés bi- et tridimensionnels. Thèse de doctorat, Université Montpellier II, 2004.

[REN 05] RENOUF M., BONAMY D., DUBOIS F., ALART P.

Numerical simulation of 2D steady granular flows in rotating drum: On surface flows rheology, Hal Id: hal-00005748, version 1, 2005.

[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.

[REN 11] RENOUF M., CAO H.-P., NHU V.-H.

Multiphysical modeling of third-body rheology. *Tribology International*, vol. 44, 2011, p. 417-425.

[RIC 07a] 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.

[RIC 07b] RICHARD D., IORDANOFF I., RENOUF M., BERTHIER Y.

Thermique des contacts glissants en présence de troisième corps solide. 18^{ème} Congrès Français de Mécanique, Grenoble, 27-31 Août 2007.

[RIC 08] RICHARD D.

Thermique des contacts avec troisième corps solide. Modélisation et compréhension des phénomènes de frottement et de diffusion de chaleur par la méthode des éléments discrets. Thèse de doctorat, Institut national des sciences appliquées de Lyon, 2008.

[RIV 15] RIVIERE J.

Réponses thermo-mécanique des interfaces tribologiques: Cas du freinage aéronautique. Thèse de doctorat, Institut national des sciences appliquées de Lyon, 2015.

[RYH 79] RYHMING I.-L.

On temperature and heat source distributions in sliding contact problems. *Acta Mecanica*, Springer Wien, vol. 32, 1979, p. 261-274.

[SAU 04] SAUSSINE G.

Contribution à la modélisation de granulats tridimensionnels : Application au ballast, thèse de doctorat, laboratoire de Mécanique et Génie Civil, Montpellier, 2004.

[SAU 06] SAUSSINE G., CHOLET C., DUBOIS F., BOHATIER C., GAUTIER P.E., MOREAU J.J.

Modelling ballast behaviour under dynamic loading. Part 1: A 2D polygonal discrete element method approach. *Comput. Methods Appl. Mech. Engrg*, vol. 195, Issues 19-22, 2006, p. 2841-2859.

[STR 96] STROMBERG N., JOHANSSON L., KLARBRING A.

Derivation and analysis of generalized standard model for contact, friction and wear. *International Journal of Solids and Structures*, vol. 33, n° 13, 1996, p. 1817-1836.

[TAB 06] TABERLET N., RICHARD P., HINCH E.J.

S shape of a granular pile in a rotating drum. *Phys. Rev. E* 73:050301, 2006.

[TEY 18] TEYAR S., GUETTECHE Y.

Digital Study of the Thermo-Mechanical Behavior of a Dry Granular Media in a Cell of Annular Shear, *Mechanika*, vol.24, n° 6, 2018, p. 777-783.

[TEY 19] TEYAR S., RENOUF M., BERTHIER Y.

Thermo-mechanical behavior of a granular media in a rotation drum, *Mechanics & Industry*, vol. 20, n° 203, 2019.

[THO 92] THOLEN A.-R.

Particle-particle interaction in granular material. In: SINGE I.-L., POLLOCK H.-M., *Fundamentals in friction: macroscopic and microscopic processes*. Dordrecht, Kluwer Academic Publishers, vol. 25, 1992, p. 95-110.

[TIE 98] TIEN C.-E.

Simulation numérique du comportement d'un film mince granulaire cisailé en fonction de la rugosité des parois et de la forme des granules. Thèse de doctorat, École doctorale MEGA, Institut national des sciences appliquées de Lyon, 1998.

[VAR 01] VARGAS W.-L., MCCARTHY J.-J.

Heat Conduction in Granular Materials. *AIChE Journal*, vol. 47, n°. 5, 2001, p. 1052-1059.

[VAR 96] VARADI K., NEDER Z., FRIEDRICH K.

Evolution of the real contact areas, pressure distributions and contact temperatures during sliding contact between real metal surfaces. *Wear* 200, 1996, p. 55-62.

[WAL 84] WALTON O.-R.

Application of Molecular Dynamics to Macroscopic Particles. *International Journal of Science*, vol. 22, Issues 8-10, p. 1097-1107, 1984.

[WAL 93] WALTON O.-R., BRAUN R.-L.

Simulation of Rotary Drum and Repose Tests for Frictional spheres and Rigid spheres clusters, Joint DOE/NSF Workshop on Flow of Particulates and fluids, Ithaca, New York, p.1, september.29-October.1,1993.

[YOV 67] YOVANOVITCH M.M.

Thermal contact resistance across elastically deformed spheres. *J. Spacecraft Rockets*, vol. 4, 1967, p. 119-122.

[ZHA 16] ZHAO J.J., XIAO J.G., LEE M.L., MA Y.T.

Discrete element modeling of a mining-induced rock slide. *SpringerPlus* 5:1633, 2016.