



HAL
open science

Modélisation, caractérisation et conséquences des régimes d'écoulement de troisième corps : Application au fretting dans la perspective d'une approche multi-échelle prédictive

Olivier Bouillanne

► **To cite this version:**

Olivier Bouillanne. Modélisation, caractérisation et conséquences des régimes d'écoulement de troisième corps : Application au fretting dans la perspective d'une approche multi-échelle prédictive. Mécanique [physics.med-ph]. Université de Lyon, 2022. Français. NNT : 2022LYSEI066 . tel-03936093

HAL Id: tel-03936093

<https://theses.hal.science/tel-03936093>

Submitted on 12 Jan 2023

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

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



N° d'ordre NNT : 2022LYSEI066

THÈSE DE DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE LYON
opérée au sein de
l'INSA de Lyon

École Doctorale N° 162
Mécanique, Énergétique, Génie Civil et Acoustique (MÉGA)

Spécialité/discipline de doctorat :
Génie Mécanique

Soutenue publiquement le 08/07/2022, par :
Olivier BOUILLANNE

**Modélisation, caractérisation et conséquences des
régimes d'écoulement de troisième corps :
application au fretting dans la perspective d'une
approche multi-échelle prédictive**

Devant le jury composé de :

Vincent MAGNIER	Maître de conférences, HDR	Polytech Lille	Rapporteur
Mathieu RENOUF	Chargé de recherche, HDR	Université de Montpellier	Rapporteur
Axelle AMON	Maître de conférences	Université de Rennes 1	Examinatrice
Roberto M. DE SOUZA	Professor titular	Universidade de São Paulo	Examineur
Frédéric LEBON	Professeur des universités	Aix-Marseille Université	Examineur
Aurélien SAULOT	Professeur des universités	INSA Lyon	Directeur de thèse
Guilhem MOLLON	Maître de conférences	INSA Lyon	Invité/Co-directeur de thèse
Sylvie DESCARTES	Ingénieur de recherche, HDR	INSA Lyon	Invitée/Co-encadrante
Guillaume CHASSAING	Docteur	Safran Aircraft Engines	Invité
Nathalie SERRES	Experte tribologie	Safran Aircraft Engines	Invitée

Département FEDORA – INSA LYON – Écoles Doctorales

SIGLE	ÉCOLE DOCTORALE	NOM ET COORDONNÉES DU RESPONSABLE
CHIMIE	<p><u>CHIMIE DE LYON</u> https://www.edchimie-lyon.fr Secrétariat : Renée EL MELHEM Bâtiment Blaise PASCAL, 3^e étage secretariat@edchimie-lyon.fr</p>	<p>M. Stéphane DANIELE CPE Lyon Laboratoire C2P2 Bâtiment F308, BP 2077 43 boulevard du 11 novembre 1918 69616 Villeurbanne Cedex directeur@edchimie-lyon.fr</p>
E.E.A.	<p><u>ÉLECTRONIQUE, ÉLECTROTECHNIQUE, AUTOMATIQUE</u> https://edeea.universite-lyon.fr Secrétariat : Stéphanie CAUVIN Bâtiment Direction INSA Lyon Téléphone : 04 72 43 71 70 secretariat.edeea@insa-lyon.fr</p>	<p>M. Philippe DELACHARTRE INSA Lyon Laboratoire CREATIS Bâtiment Blaise Pascal 7 avenue Jean Capelle 69621 Villeurbanne Cedex Téléphone : 04 72 43 88 63 philippe.delachartre@insa-lyon.fr</p>
E2M2	<p><u>ÉVOLUTION, ÉCOSYSTÈME, MICROBIOLOGIE, MODÉLISATION</u> http://e2m2.universite-lyon.fr Secrétariat : Sylvie ROBERJOT Bâtiment Atrium, UCB Lyon 1 Téléphone : 04 72 44 83 62 secretariat.e2m2@univ-lyon1.fr</p>	<p>M. Philippe NORMAND Université Claude Bernard Lyon 1 Laboratoire d'Écologie Microbienne Bâtiment Mendel 43 boulevard du 11 Novembre 1918 69622 Villeurbanne Cedex philippe.normand@univ-lyon1.fr</p>
EDISS	<p><u>INTERDISCIPLINAIRE SCIENCES-SANTÉ</u> http://ediss.universite-lyon.fr Secrétariat : Sylvie ROBERJOT Bâtiment Atrium, UCB Lyon 1 Téléphone : 04 72 44 83 62 secretariat.ediss@univ-lyon1.fr</p>	<p>Mme Sylvie RICARD-BLUM Université Claude Bernard Lyon 1 Laboratoire ICBMS Bâtiment Raulin, 2^e étage Nord 43 boulevard du 11 novembre 1918 69622 Villeurbanne Cedex Téléphone : 04 72 44 82 32 sylvie.ricard-blum@univ-lyon1.fr</p>
INFOMATHS	<p><u>INFORMATIQUE ET MATHÉMATIQUES</u> http://edinfomaths.universite-lyon.fr Secrétariat : Renée EL MELHEM Bâtiment Blaise PASCAL, 3^e étage Téléphone : 04 72 43 80 46 infomaths@univ-lyon1.fr</p>	<p>M. Hamamache KHEDDOUCI Université Claude Bernard Lyon 1 Bâtiment Nautibus 43 boulevard du 11 novembre 1918 69622 Villeurbanne Cedex Téléphone : 04 72 44 83 69 hamamache.kheddouci@univ-lyon1.fr</p>
Matériaux	<p><u>MATÉRIAUX DE LYON</u> http://ed34.universite-lyon.fr Secrétariat : Yann DE ORDENANA Téléphone : 04 72 18 62 44 yann.de-ordenana@ec-lyon.fr</p>	<p>M. Stéphane BENAYOUN École Centrale de Lyon Laboratoire LTDS 36 avenue Guy de Collongue 69134 Écully Cedex Téléphone : 04 72 18 64 37 stephane.benayoun@ec-lyon.fr</p>
MÉGA	<p><u>MÉCANIQUE, ÉNERGÉTIQUE, GÉNIE CIVIL, ACOUSTIQUE</u> http://edmega.universite-lyon.fr Secrétariat : Stéphanie CAUVIN Bâtiment Direction INSA Lyon Téléphone : 04 72 43 71 70 mega@insa-lyon.fr</p>	<p>M. Jocelyn BONJOUR INSA Lyon Laboratoire CETHIL Bâtiment Sadi-Carnot 9 rue de la Physique 69621 Villeurbanne Cedex jocelyn.bonjour@insa-lyon.fr</p>
ScSo	<p><u>ScSo*</u> https://edsciencessociales.universite-lyon.fr Secrétariat : Mélina FAVETON INSA : Jean-Yves TOUSSAINT Téléphone : 04 78 69 77 79 melina.faveton@univ-lyon2.fr</p>	<p>M. Christian MONTES Université Lumière Lyon 2 86 rue Pasteur 69365 Lyon 07 Cedex christian.montes@univ-lyon2.fr</p>

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

N'oublie jamais, celui qui croit savoir n'apprend plus.

[Bottero, 2006]

Les savants ont calculé que les chances d'exister d'un phénomène aussi manifestement absurde sont d'une sur un million. Mais les magiciens, eux, ont calculé que les chances uniques sur un million se réalisent neuf fois sur dix.

[Pratchett, 1987]

REMERCIEMENTS

Beaucoup de personnes peuvent être citées dans cette partie. Pour commencer, je remercie du fond du cœur M. MOLLON, qui m'a aidé à trouver ce sujet de thèse et qui l'a par la suite dirigée. Les nombreuses heures passées ensemble à tenter de percer le secret du troisième corps m'ont permis d'apprendre qu'est-ce que « faire de la science ». Je garde de très bons souvenirs de ces discussions, au labo ou à Oslo, qui ont contribué à m'enrichir. Mille mercis aussi à M. SAULOT qui a accepté de diriger cette thèse. Sa grande disponibilité, efficacité et sympathie ont largement contribué à la réussite de ce projet. Ses petites anecdotes racontées alors que nous étions au fin fond de la Suisse me donnent toujours le sourire. Je remercie également Mme DESCARTES pour avoir co-encadré cette thèse, et qui m'aura encouragé et aidé à de nombreuses reprises sur la partie expérimentale.

Ensuite, je tiens à remercier chaleureusement MM. MAGNIER et RENOUF, les rapporteurs de cette thèse, pour leur relecture attentive, leurs retours positifs et leurs remarques enrichissantes. Merci à M. LEBON d'avoir accepté de présider le jury de thèse. Je remercie également les autres membres du jury, Mme AMON et M. DE SOUZA, qui ont fait le déplacement – parfois depuis loin ! – pour la soutenance.

Nul doute que cette thèse n'aurait pas eu le même intérêt scientifique sans les personnes qui m'ont encadré chez Safran Aircraft Engine. Mme SERRES, MM. CHASSAING et DEMMOU, merci infiniment pour votre bienveillance, vos encouragements et votre intérêt sincère pour ces travaux. Des remerciements tous particuliers à Nathalie, qui fut d'une grande aide lors de tracas administratifs et autres soucis. Merci également aux autres personnes que j'ai pu croiser chez Safran, en particulier MM. LEROUX et MERIAUX.

Également, je tiens à remercier tous les autres permanents du laboratoire, qui ont contribué à créer un environnement de travail dans lequel j'ai pu passer trois belles longues années. Merci donc à M. LAFARGE pour l'aide apportée sur la conception du banc, à Mme BOUSCHARAIN pour les poudres d'acier et à Mme FERRIEUX-PÂQUET pour l'assistance sur certaines manips. Des remerciements tous particuliers à M. MONTERO-LEITE pour son aide et son efficacité à toute épreuve pour la partie administrative. Merci à M. CHAUDET

pour l'immense aide apportée en me prêtant une caméra rapide et en prenant le temps de m'expliquer tous les réglages. Merci beaucoup à M. VALLE, de l'institut P', de m'avoir conseillé pour obtenir des images de bonne qualité et exploitables. Merci aussi à Mme MARTINIE et à MM. RUZEK, DUREISSEIX et PHILIPPON.

D'autres personnes m'ont mis sur la voie de la science et de la curiosité depuis longtemps. Merci à tous ceux qui font de la vulgarisation leur métier et leur sacerdoce : Jamy, Fred, Sabine, Benjamin, Manon, David, Romain, Viviane, et tant d'autres. Vous ne lirez sûrement pas ces lignes, mais votre travail est indispensable et m'inspire.

Il y a ensuite de nombreuses personnes sans qui le quotidien serait plus morose. Merci d'abord aux doctorants, néo-docteurs et post-doc' du LaMCoS : Valentin, pour ces discussions passionnées ; Nathalie, comparse de MELODY pour le meilleur et pour le pire ; Anaïs, grâce à qui je danse (un peu) mieux le rock ; Marjolaine, mate in O'bivwak ; Bilel « Tacos-métrique » ; Pierrick « la gazelle » ; Maxence « L^AT_EX » ; Guillaume « Poufsouffle » ; Samy « tchou-tchou » ; Fan ; Georges ; Simone ; Emmanuel ; Alizée ; Adriana ; Lucas ; Léo ; Kévin ; Alessandro ; Martial ; Jonathan ; Hussein ; Tristan ; Benoit ; Charlotte ; Fadlallah ; Yang ; Guillaume ; Tudor ; Nicolas et tous les autres. Je souhaite également remercier tous mes amis que je continue de fréquenter malgré le fait qu'ils ne soient pas thésés. Merci à Hugo pour son soutien de poids ; à Juan et Camille, lamas ; à Coralie et Quentin, amis sathonards ; à Guigui, Rakito, Axelita, Sebouille, « le gras, c'est la vie » ; à Noémie et Manue, partners in escape game ; à Baptiste, Dimitri et Juliette, beau bureau d'Handizgoud ; à Aethelstan, Karl Ozgone et Kurgen, misérables compagnons humains ; à Syrion, Nilmar et Nexon, disneyphiles pas convaincus ; à Vianney, Louis, Éloi et toute la bande de pièces rapportées ; et à tant d'autres que je n'ai pas cités mais pas oubliés...

Ce travail, j'ai pu le faire grâce au soutien inconditionnel de ma famille. Merci à mes grands-mères, qui, chacune à leur façon, m'ont éduqué et m'ont poussé à toujours tendre vers le meilleur, leur appui sans faille m'est indispensable. Merci également à Michelle. Merci à mes cousins pour tout ce temps passé ensemble. Merci aussi à ma belle-famille pour tout ce qu'ils ont pu faire. Enfin, un grand merci à mon grand-père, qui, je sais combien, aurait été fier de tenir cette thèse entre ses mains.

Trois pages ne suffiraient pas à remercier mes parents, qui m'ont soutenu jusqu'au bout, m'ont écouté et m'ont encouragé à toujours donner le meilleur de moi-même. À ma mère, et à son compagnon, et à mon père, et à sa compagne, merci mille fois. Merci également à ma petite sœur, qui, malgré nos chamailleries d'enfance, demeure un roc auquel je peux me rattacher.

Enfin, je tiens à remercier celle qui m'a soutenu (ou supporté) jusqu'au bout, merci plus que tout. Je n'ai pas suffisamment de mots pour te dire à quel point tu comptes pour moi.

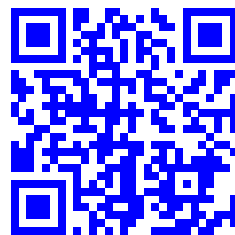
TABLE DES MATIÈRES

	Page
Résumé	13
Abstract	15
Nomenclature	17
Introduction	21
I État de l'art et stratégie	23
1 Contexte industriel	23
1.1 Les turboréacteurs	23
1.1.1 Fonctionnement général	23
1.1.2 Turboréacteurs produits par Safran Aircraft Engines	25
1.2 Le contact aube/disque	26
1.2.1 Principe des aubes	26
1.2.2 Conception de la liaison aube-disque	27
1.2.3 Accidentologie	29
2 Tribologie générale	32
2.1 Le frottement	32
2.2 Le fretting	32
2.2.1 Configurations de contact	33
2.2.2 Conditions de glissement et essais	34
2.2.3 Régimes de glissement, bûches et cartes de fretting	38
3 L'usure	40
3.1 Description de l'usure	40
3.2 Modélisation de l'usure	42
3.2.1 Approche quantitative	42
3.2.2 Approche énergétique	43
3.2.3 Approche du 3 ^e corps	44

3.3	Caractérisation expérimentale du troisième corps et de l'extrême surface	47
4	Mécanique des matériaux granulaires	49
4.1	Généralités	49
4.2	Propriétés des matériaux granulaires	49
4.3	Modélisation numérique par éléments discrets	51
4.3.1	Définition	51
4.3.2	Loi de contact	51
4.3.3	Schéma d'intégration numérique explicite	53
5	Modélisation numérique de l'usure	54
5.1	Modèles par éléments finis	54
5.2	Modèles en éléments discrets	55
5.3	Autres modèles	56
6	Problématique industrielle	57
7	Stratégie	58
II	Outils numériques de modélisation du contact	61
1	Présentation du logiciel MELODY2D	61
1.1	Présentation générale	61
1.2	Modélisation des corps	62
1.3	Modélisation des contacts	62
1.4	Solveur	63
2	Régimes d'écoulement de 3 ^e corps	65
2.1	Modèle numérique	65
2.2	Espace paramétrique	67
2.3	Conséquences de la raideur, de la cohésion et de la viscosité du troisième corps	67
3	Cohérence	70
3.1	Méthode de calcul	71
3.2	Application sur un espace paramétrique	74
3.2.1	Cohérence empilée	74
3.2.2	Taille des agglomérats	76
3.2.3	Vitesse angulaire des agglomérats	76
3.2.4	Diamètre des structures	78
3.2.5	Coefficient de frottement	80
3.3	Conclusion sur la cohérence	81
4	Mass-scaling	84
4.1	Généralités	84
4.2	Application à MELODY2D	85
4.2.1	Implémentation	85
4.2.2	Validation	87
5	Conclusion	89
III	Campagne numérique	91

1	Modèle numérique	91
1.1	Génération de grains	92
1.1.1	Descripteurs de Fourier	92
1.1.2	Pavage de Voronoï	94
1.2	Construction du modèle	95
1.2.1	Paramètres physiques et numériques	95
1.2.2	Paramètres de raideur et de cohésion	98
1.2.3	Points de mesure	98
2	Conséquences de la raideur et de la cohésion	100
2.1	Influence sur la morphologie et la rhéologie du 3 ^e corps	100
2.1.1	Approche descriptive	100
2.1.2	Approche quantitative : étude de la cohérence	100
2.2	Influence sur le mouvement relatif entre les deux premiers corps	106
2.3	Influence sur le coefficient de frottement	107
2.4	Influence sur les contraintes de von Mises	108
2.4.1	Définition des contraintes de von Mises	108
2.4.2	Analyse des contraintes de von Mises	109
2.5	Influence sur la triaxialité des contraintes	114
2.5.1	Définition de la triaxialité des contraintes	114
2.5.2	Application de la triaxialité sur les simulations	115
2.6	Conclusion sur les conséquences des différents régimes	118
3	Conséquences de l'épaisseur	120
3.1	Influence sur la morphologie du 3 ^e corps	120
3.2	Influence sur le coefficient de frottement	120
3.3	Influence sur les contraintes et la triaxialité	124
3.4	Conclusion sur les conséquences de l'épaisseur	129
4	Conséquences du changement de sens de glissement	131
4.1	Influence sur la cinématique	131
4.2	Influence sur la force tangentielle	133
4.3	Influence sur les contraintes et l'endommagement	135
4.4	Conclusion sur le changement de direction	137
5	Ouverture du contact	138
5.1	Objectif de ces simulations	138
5.2	Analyse qualitative des résultats	139
5.3	Conclusion sur l'ouverture de contact	139
6	Synthèse générale sur les simulations	140
IV Banc expérimental LaRa		141
1	Conception du banc d'essai	141
1.1	Principe du banc d'essai	141
1.2	Détail de la conception	142
1.2.1	Conception de la lame et de la rainure	142
1.2.2	Conception de la liaison glissière et du bâti	143
1.2.3	Système de chargement	145

1.2.4	Système de visualisation	145
2	Validation expérimentale du banc	147
2.1	Troisième corps et poudres modèles	147
2.2	Positionnement de la poudre dans la rainure	148
2.3	Utilisation du microscope numérique	150
2.4	Utilisation d'une caméra à haute vitesse	151
2.4.1	Observation visuelle	151
2.4.2	Exploitation numérique	153
3	Modèle LaRa sur MELODY2D	157
3.1	Modèle numérique	157
3.2	Résultats	158
3.2.1	Modèle initial	158
3.2.2	Essais paramétriques	160
3.3	Conclusion	162
Conclusion et perspectives		165
1	Conclusion générale	165
2	Perspectives	166
2.1	Changement d'échelle de modélisation	166
2.2	Consolidation de la caractérisation du troisième corps	168
2.3	Prédiction de la réponse des surfaces aux sollicitations	169
A Figures annexes issues des simulations		171
B Tableaux de synthèse des conséquences des régimes d'écoulement		187
Bibliographie		206
Liste des figures		210
Liste des tableaux		211
Liste des algorithmes		213
Liste des crédits		215



Code QR pour accéder aux animations.
<https://www.olivierbouillanne.fr/these>

Dans certains contacts secs, comme dans le cas du fretting, le mouvement relatif entre les deux corps génère des débris d'usure. Ces débris, mélangés à des particules extérieures, forment le troisième corps. Ce troisième corps joue plusieurs rôles, et permet notamment de transmettre les charges tout en accommodant les vitesses. La compréhension de l'influence des écoulements de troisième corps au sein du contact forme l'enjeu de cette thèse.

Plusieurs axes d'études sont examinés. Des simulations numériques sont menées à l'aide de MELODY2D. Ce logiciel permet de représenter le troisième corps comme un ensemble de particules déformables. En fonction des propriétés de ces particules, le troisième corps adopte des comportements différents : plastiques, granulaire ou aggloméré. Ces régimes d'écoulement génèrent des contraintes, puis des endommagements susceptibles de causer de l'usure. D'autres paramètres ont des conséquences sur cette usure : l'épaisseur de troisième corps et le sens de glissement. Pour analyser ces résultats numériques, un outil mathématique est développé : la cohérence. Il permet de quantifier le phénomène d'agglomération.

La caractérisation du troisième corps issu d'essais expérimentaux fait l'objet d'un banc expérimental, conçu à cette occasion. Couplé à des simulations numériques, il pourrait permettre de déterminer expérimentalement les régimes d'écoulement de troisième corps qui se trouvent dans les contacts.

Ces résultats ouvrent la voie vers une prise en compte du comportement et des régimes d'écoulement du troisième corps dans l'interface, et permettent d'envisager un modèle multi-échelle de l'usure.

Mots clés : Contact sec, fretting, usure, DEM, régimes d'écoulement, troisième corps, tribologie.

In some dry contacts, such as in fretting, the relative motion between the two bodies generates particles of wear debris. These debris particles, mixed with external particles, form the third body. This third body plays several roles, and in particular allows transmitting the loads while accommodating velocity. The understanding of the influence of the third body flows within the contact is the issue of this thesis.

Several lines of study are examined. Numerical simulations are conducted using the MELODY2D software which allows representing the third body as a set of deformable particles. Depending on the properties of these particles, the third body adopts different behaviours: plastic, granular or agglomerated. These flow regimes generate stresses, and damage that can cause wear. Other parameters have consequences on this wear: the thickness of the third body and the sliding direction. To analyse these numerical results, a mathematical tool is developed : the coherence. It allows to quantify the agglomeration phenomenon.

The characterisation of the third body resulting from experimental tests is the subject of an experimental bench, designed on this occasion. Coupled with numerical simulations, it could allow determining the flow regimes of the third body in the contacts experimentally.

These results open the way towards a consideration of the behaviour and flow regimes of the third body in the interface, and allow to consider a multiscale model of wear.

Keywords: Dry contact, fretting, wear, DEM, flow regimes, third body, tribology.

Mécanique générale			Énergies		
$\dot{\gamma}$	Taux de déformation	s^{-1}	\mathcal{E}_c	Énergie cinétique	J
γ	Déformation		\mathcal{E}_d	Énergie dissipée dans le contact	J
ω	Vitesse angulaire	$rad \cdot s^{-1}$	\mathcal{E}'_d	Énergie dissipée dans le contact cumulée	J
$\bar{\sigma}$	Tenseur des contraintes	Pa	\mathcal{E}_t	Énergie totale	J
$\bar{\bar{\sigma}}$	Tenseur sphérique	Pa	\mathcal{E}_{dth}	Seuil d'énergie dissipée dans le contact	J
$\bar{\bar{\sigma}}_D$	Tenseur déviatorique	Pa	Forces		
σ_H	Contraintes hydrostatiques	Pa	c	Force de cohésion	N
$\sigma_I, \sigma_{II}, \sigma_{III}$	Contraintes principales	Pa	F_n	Force normale	N
σ_{VM}	Contraintes de von Mises	Pa	F_r	Force de rappel des ressorts	N
σ_{xx}	Contraintes normales selon \vec{x}	Pa	F_t	Force tangentielle	N
τ_{xy}	Contraintes tangentielles	Pa	F_{ij}	Force entre deux particules i et j	N
Δl	Allongement des ressorts	m	P_m	Poids des masses	N
Δm	Masse ajoutée	kg	R	Réaction du tas de poudre	N
g	Accélération de pesanteur	$m \cdot s^{-2}$	Physique des matériaux granulaires		
k	Raideur	$N \cdot m^{-1}$	\mathcal{C}	Cohérence	
m	Masse	kg	\mathcal{V}	Durée de vie d'un agglomérat	s
R	Rayon (des particules)	m	\vec{a}	Accélération d'une particule	$m \cdot s^{-2}$
t	Temps	s	\vec{u}	Position d'une particule	m
T_X	Triaxialité des contraintes		\vec{V}	Vitesse d'une particule	$m \cdot s^{-1}$
$T_{X,1}$	Borne inférieure de la triaxialité		\vec{V}_{circ}	Vitesse circonférentielle	$m \cdot s^{-1}$
$T_{X,2}$	Borne supérieure de la triaxialité				

\vec{V}_{moy}	Vitesse moyenne	$m \cdot s^{-1}$	R_m	Résistance mécanique	Pa
F_s	Fraction solide		Débits de troisième corps		
V_s	Volume des solides constituant un matériau	m^3	D_e	Débit d'éjection de 3 ^e corps	$m^3 \cdot s^{-1}$
V_{app}	Volume apparent	m^3	D_i	Débit interne de 3 ^e corps	$m^3 \cdot s^{-1}$
Paramètres numériques			D_p	Débit plastique	$m^3 \cdot s^{-1}$
β	2 ^e coefficient d'amortissement de Rayleigh		D_r	Débit de recirculation de 3 ^e corps	$m^3 \cdot s^{-1}$
δ_{ij}	Distance d'interpénétration entre deux particules i et j	m	D_u	Débit d'usure	$m^3 \cdot s^{-1}$
γ_{ij}	Amortissement visqueux entre deux particules i et j	$kg \cdot s^{-1}$	D_{Lat}	Débit latéral	$m^3 \cdot s^{-1}$
Δt	Pas de temps	s	D_{Long}	Débit longitudinal	$m^3 \cdot s^{-1}$
Δx	Distance caractéristique entre deux nœuds	m	D_{se}	Débit source externe de 3 ^e corps	$m^3 \cdot s^{-1}$
Δy	Pas spatial	m	D_{si}	Débit source interne de 3 ^e corps	$m^3 \cdot s^{-1}$
e	Erreur		Régimes		
k_n	Raideur normale	$N \cdot m^{-1}$	\mathcal{A}_v	Régime aggloméré (tous confondus)	
k_t	Raideur tangentielle	$N \cdot m^{-1}$	\mathcal{A}_e	Régime aggloméré (cohésion élevée)	
k_{ij}	Raideur entre deux particules i et j	$N \cdot m^{-1}$	\mathcal{A}_f	Régime aggloméré (cohésion faible)	
N	Nombre de pas de temps à simuler		\mathcal{A}_m	Régime aggloméré (cohésion moyenne)	
P	Pression imposée	Pa	\mathcal{G}	Régime granulaire	
T	Unité de temps		\mathcal{P}	Régime plastique	
Propriétés des matériaux			\mathcal{X}^{1100}	Régime \mathcal{X} avec 1100 particules	
α	Viscosité, premier coefficient d'amortissement de Rayleigh	s^{-1}	\mathcal{X}^{300}	Régime \mathcal{X} avec 300 particules	
ν	Coefficient de Poisson		\mathcal{X}^{700}	Régime \mathcal{X} avec 700 particules	
ρ	Masse volumique	$kg \cdot m^{-3}$	Paramètres de mass-scaling		
σ_D	Contrainte limite d'endurance	Pa	α_{MS}	Paramètre de contrôle du mass-scaling	
E	Raideur, module de Young	Pa	$\Delta \varepsilon$	Facteur de correction du facteur de mass-scaling	
H_0	Dureté		ε	Facteur de mass-scaling	
R_e	Limite d'élasticité	Pa	ε_{MS}	Paramètre de valeur maximale du mass-scaling	
			d_{MS}	Paramètre de contrôle de décroissance du mass-scaling	

e_{MS}	Paramètre d'erreur seuil		V	Vitesse de glissement	$\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$
Tribologie			W	Volume d'usure	m^3
α_W	Coefficient d'usure énergétique		Grandeurs expérimentales		
δ	Déplacement dans le contact	m	b	Largeur du tas de poudre	m
δ^*	Amplitude de débattement maximal	m	e	Écart	m
δ_0	Ouverture de cycle	m	h	Hauteur du tas de poudre	m
\mathcal{A}	Aire apparente de contact	m^2	L_r	Largeur de la rainure	m
μ	Coefficient de frottement dynamique		m_p	Masse du tas de poudre	kg
μ_B	Coefficient de frottement lié à la masse		n_p	Nombre de particules	
μ_S	Coefficient de frottement lié à la surface		V_l	Vitesse de la lame	$\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$
μ_s	Coefficient de frottement statique		Diacritiques et modificateurs		
τ	Temps de changement de signe de sens de glissement	s	\dot{x}	Dérivée par rapport au temps	
a	Demi-largeur de contact	m	$\bar{\bar{x}}$	Tenseur	
D	Entrefer, distance entre les deux premiers corps	m	\bar{x}	Moyen	
f	Fréquence de débattement	Hz	Dx	Calcul direct	
K	Raideur tangentielle	$\text{N}\cdot\text{m}^{-1}$	Ix	Calcul indirect	
K_A	Coefficient d'Archard	Pa^{-1}	\tilde{x}	Normalisé	
K_p	Gradient de pression	$\text{Pa}\cdot\text{m}^{-1}$	x^*	Maximal	
L	Longueur du contact	m	x^0	Initial	
L_g	Distance de glissement	m	x^i	À l'instant i	
N_c	Nombre de cycles		x_{\max}	Maximal	
p_m	Limite d'écoulement	Pa	x_i	De la particule ou du nœud i	
Q_F	<i>Friction power intensity</i>		x_{ij}	Entre les particules ou les nœuds i et j	
			x_{MS}	Relatif au mass-scaling	
			x_{ref}	Référence	

Abréviations

- AFM** : *Atomic Force Microscope*, microscope à force atomique.
- DEM** : *Discrete Element Method*, méthode des éléments discrets.
- DIC** : *Digital Image Correlation*, corrélation numérique d'images.
- EDX** : *Energy-Dispersive X-ray spectroscopy*, spectroscopie à rayons X.
- FEM** : *Finite Element Method*, méthode des éléments finis.
- FIB** : *Focused Ion Beam*, faisceau d'ions focalisés, permettant une découpe microscopique.
- GP** : Glissement Partiel.
- GT** : Glissement Total.
- MD** : *Molecular Dynamic*, dynamique moléculaire.
- MEB** : Microscope Électronique à Balayage.
- NTSB** : *National Transportation Safety Board*, agence des États-Unis chargée des enquêtes sur les accidents aériens.
- PDF** : *Probability Density Function*, fonction densité de probabilité.
- RGP** : Régime de Glissement Partiel.
- RGT** : Régime de Glissement Total.
- SACAA** : *South African Civil Aviation Authority*, administration d'Afrique du Sud chargée des enquêtes sur les accidents aériens.
- SDEM** : *Soft Discrete Element Method*, méthode des éléments discrets souples.
- TTS** : *Tribologically Transformed Structures*, transformations de phase solide/solide des couches en extrême surface de corps en contact.

Définitions

- Adhésion** : Force nécessaire à séparer deux matériaux **différents** en contact. Certains auteurs font une différence entre le phénomène d'adhésion et la force d'adhérence, nuance qui ne sera pas abordée ici.
- Cohésion** : Force nécessaire à séparer deux matériaux **identiques** en contact.
- Interface** : Zone où des modifications physiques, chimiques, morphologiques et mécaniques ont lieu lors d'un contact entre deux pièces. Cette zone peut comprendre une part plus ou moins importante de la surface et de la sous-surface de ces corps, ou être totalement extérieure à l'un des corps.

Les turboréacteurs qui équipent les avions modernes sont des machines complexes. De nouveaux défis de compréhension des phénomènes d'usure et d'endommagement émergent afin de respecter les contraintes écologiques et économiques, tout en assurant une sécurité maximale aux voyageurs. Le contact entre les aubes et le disque central constitue aujourd'hui l'un des points d'intérêt des motoristes, tels que Safran Aircraft Engines. Au niveau de ce contact se produit un phénomène mécanique, appelé *fretting*, qui génère une usure susceptible d'endommager les turboréacteurs.

Afin de contribuer à accroître la compréhension du *fretting*, différents travaux ont été menés, et sont exposés dans cette thèse. Pour commencer, une revue de l'état de l'art est présentée dans le chapitre I. Cette revue introduit différents aspects techniques abordés dans la suite de ce manuscrit : la tribologie et l'usure, ainsi que leur modélisation numérique ; et la mécanique des matériaux granulaire. La problématique industrielle et la stratégie choisie sont également présentées.

Le chapitre II propose une présentation succincte du logiciel MELODY2D qui est utilisé afin de modéliser le comportement du troisième corps dans la suite des travaux. Des résultats obtenus auparavant sont également abordés. Enfin, deux outils numériques sont présentés : la *cohérence*, qui vise à quantifier le phénomène d'agglomération, et le *mass-scaling*, qui permet de diminuer le temps de calcul.

Le chapitre III constitue le cœur des travaux menés sur le logiciel MELODY2D. Après l'introduction qui concerne le modèle numérique, différentes études sont menées pour tenter de mieux cerner les conséquences des différents régimes d'écoulement du troisième corps.

Le chapitre IV propose une approche expérimentale qui permet d'envisager un lien entre les propriétés numériques et les propriétés réelles du troisième corps. Cette approche allie un banc expérimental avec un modèle numérique.

Enfin, la conclusion introduit des perspectives de travaux qui pourraient être menés pour compléter et améliorer ceux qui sont présentés dans ce mémoire.

Ce premier chapitre a pour objectif d'explicitier le contexte de cette thèse et les enjeux de la compréhension du phénomène de fretting pour assurer une durée de vie optimale des turboréacteurs tout en garantissant la sécurité des utilisateurs.

Le contexte industriel sera abordé dans la partie 1. Les principes généraux de la tribologie seront développés dans la partie 2, pour ensuite traiter l'usure dans la partie 3. La mécanique des matériaux granulaires, utilisée au cours de cette étude, sera présentée dans la partie 4. Les modèles numériques permettant de représenter l'usure seront développés dans la partie 5. Enfin, la problématique industrielle, dans la partie 6, et la stratégie mise en place pour cette étude, dans la partie 7, cloront ce premier chapitre.

1 Contexte industriel

1.1 Les turboréacteurs

1.1.1 Fonctionnement général

C'est au Français Charles de Louvrié que l'idée d'un système propulsif à réaction est attribuée, en 1863, soit 40 ans avant le premier vol des frères Wright. Cet appareil, l'Aéronave, resté à l'état de projet, aurait été capable de voler en étant propulsé par l'éjection d'air sous pression. Des ingénieurs déposent au début du xx^e siècle plusieurs brevets concernant des systèmes de propulsion par réaction, parmi lesquels René Lorin en 1908 [Lorin, 1908] et Maxime Guillaume en 1922 [Guillaume, 1922]. Ces inventions ouvrent la voie vers un nouveau type de propulsion pour les aéronefs : les turboréacteurs. L'Anglais Frank Whittle et l'Allemand Hans von Ohain vont développer cette technologie. À la fin de la Seconde Guerre mondiale, les Messerschmitt Me262, premiers avions opérationnels équipés de turboréacteurs, donnent des sueurs froides aux Alliés. Ces nouveaux avions, bien plus rapides que les Spitfire anglais et les P-51 « Mustang » américains, sont trop complexes et pas assez nombreux pour renverser le cours de la guerre.

Par la suite, les armées s'emparent de la technologie des turboréacteurs, qui connaît un essor rapide. Les avions de ligne civils s'équipent à leur tour dans les années 1950, parmi lesquels les mythiques Comet britanniques et Caravelle français. Jusque dans les années 1980, les industriels cherchent avant tout à développer les moteurs les plus performants et les plus fiables. À la suite des chocs pétroliers des années 70, le rendement énergétique est au cœur des préoccupations des ingénieurs, afin d'économiser du carburant. Les nouveaux turboréacteurs mis sur le marché aujourd'hui visent des performances énergétiques record, tout en restant sûrs et économiques. Les turboréacteurs sont néanmoins concurrencés par les turbopropulseurs à hélice. Ces derniers consomment en général moins de carburant et permettent de transporter des charges plus lourdes, mais ne permettent pas d'atteindre des vitesses aussi élevées.

Les turboréacteurs sont des systèmes de propulsion basés sur le principe d'action-réaction. En aspirant de l'air puis en l'éjectant à haute vitesse, ces moteurs produisent une poussée qui permet aux avions d'avancer.

Le fonctionnement général d'un turboréacteur est visible sur la figure I.1. Il s'agit ici d'un turboréacteur à simple flux et simple corps. L'air est aspiré à l'avant du turboréacteur, puis est comprimé jusqu'à la chambre de combustion. Là, du kérosène est injecté. La compression permet au mélange d'air et de kérosène de s'enflammer. La température peut atteindre à cet endroit les 1000 °C. Les gaz chauds se détendent alors dans la tuyère d'éjection, et produisent une poussée. Lors de cette détente, l'air entraîne la turbine, ce qui met en rotation le compresseur et permet d'aspirer de l'air frais à l'avant du moteur.

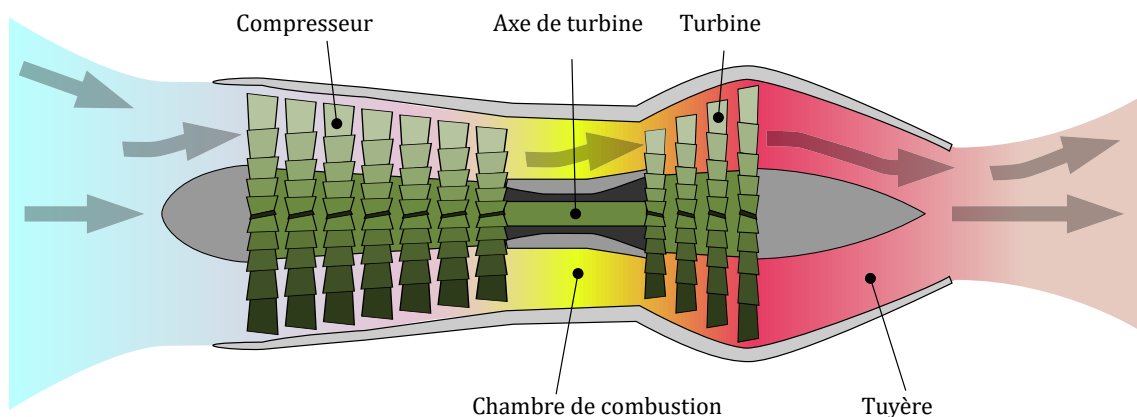


Figure I.1 – Schéma de fonctionnement d'un turboréacteur.

Les turboréacteurs peuvent être à simple ou à double corps. Les turboréacteurs à double corps ont l'avantage d'être plus manœuvrables, tout en présentant une consommation énergétique moindre et un rendement amélioré, mais sont plus complexes à développer. Dans ces moteurs, deux ensembles compresseur-turbine sont placés sur deux arbres distincts. Ceci est visible sur la figure I.2. Un des arbres tourne lentement et est qualifié de « basse pression » (en vert), tandis que l'autre tourne plus rapidement et est qualifié de « haute pression » (en violet).

Les moteurs actuels sont également généralement à double flux, comme celui qui est présenté sur la figure I.2. Dans ce cas, une grande partie de l'air aspiré par la soufflante

située à l'avant du moteur (en anglais, *fan*) ne passe pas par la chambre de combustion, mais dans un flux secondaire. Cela permet d'augmenter le rendement de manière considérable, car tout l'air ne doit pas être mélangé à du carburant, tout en diminuant également le niveau sonore du moteur. En général, ce flux d'air froid – par opposition au flux d'air chaud qui passe dans la chambre de combustion – représente près de 80 % de la poussée du turboréacteur.

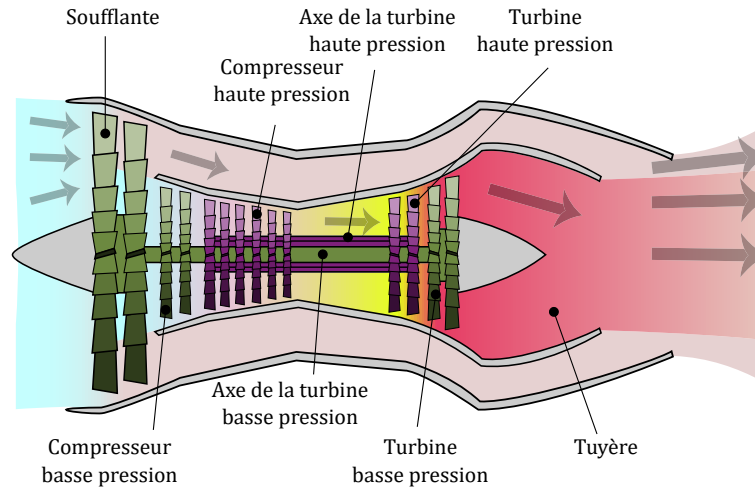


Figure I.2 – Schéma de fonctionnement d'un turboréacteur à double flux et double corps.

1.1.2 Turboréacteurs produits par Safran Aircraft Engines

Safran Aircraft Engines, autrefois la Snecma, est une entreprise du groupe Safran. Cette société est spécialisée dans la conception et la fabrication de moteurs pour la propulsion aéronautique et spatiale. Ils produisent par exemple les turboréacteurs équipant les avions de chasse français, parmi lesquels le M53 du Mirage 2000 et le M88 du Rafale.

Au sein de la coentreprise CFM International, avec General Electric, Safran produit des moteurs pour les avionneurs Airbus et Boeing. Le turboréacteur CFM56 équipe près de 15 000 avions civils dans le monde, incluant les Boeing 737 et les Airbus A320 et A340. Il existe plusieurs versions de ces moteurs, en fonction des besoins des avionneurs. Leur poussée va de 84 kN à 155 kN, les classant dans la catégorie des moteurs de poussée moyenne. À titre de comparaison, le moteur GE90 qui équipe les Boeing 777, également produit par Safran Aircraft Engines et General Electric, peut développer une poussée allant jusqu'à 569 kN, équivalant à une puissance de 111 000 ch.

Depuis 2014, le turboréacteur LEAP, moteur de nouvelle génération, équipe les Airbus A320neo et les Boeing 737 MAX. Ce moteur répond à de nouvelles exigences environnementales de réduction d'émissions de CO_2 et de NO_x , tout en abaissant les niveaux sonores. Cette évolution a notamment été permise par l'intégration de pièces en matériaux composites et une meilleure modélisation des phénomènes thermodynamiques. Des gains importants de masse ont été faits. Ainsi, la soufflante et la turbine ont vu leur masse baisser de 200 kg et de 125 kg respectivement, par rapport aux mêmes composants sur le CFM56. Les turboréacteurs CFM56 et LEAP sont visibles sur la figure I.3.

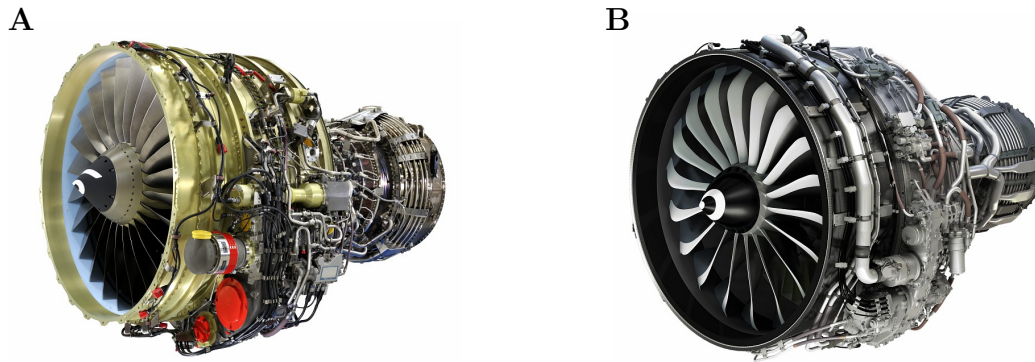


Figure I.3 – A : CFM56-7B. B : LEAP-1C.

1.2 Le contact aube/disque

1.2.1 Principe des aubes

Les compresseurs et les turbines d'un turbo-réacteur sont divisés en plusieurs étages, chacun de ces étages étant constitué d'un aubage fixe (le stator) et d'un aubage mobile (le rotor). On peut voir le principe de fonctionnement sur la figure I.4, la partie statique est en bleu et en rotation, en rouge. Il y a ici cinq rotors et cinq stators, donc cinq étages. Les aubages sont constitués d'un disque central (en anglais, *disk*) et d'aubes (en anglais, *blades*). L'alternance entre les aubes fixes et mobiles permet :

- Dans le cas de la partie compresseur, de transformer l'énergie cinétique des particules en pression. Les aubes mobiles aspirent l'air et l'accélèrent en déviant son flux vers l'extérieur de l'axe de rotation de l'arbre, tandis que les aubes fixes redressent ce flux d'air et le ralentit en convertissant une part de sa vitesse en pression.
- Dans le cas de la partie turbine, de convertir une part de l'énergie générée par la combustion en mouvement rotatif. Les aubes fixes accélèrent le flux d'air en le détendant, tandis que les aubes mobiles redressent et ralentissent le flux, tout en se mettant à tourner. Elles entraînent ainsi tout le reste de l'arbre sur lequel se trouvent, pour l'arbre haute pression, le compresseur, les accessoires (pompe à huile, pompe hydraulique, générateur électrique...) et, dans le cas de l'arbre basse pression, la soufflante.

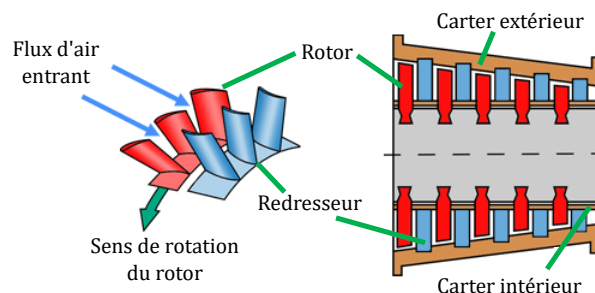


Figure I.4 – Coupe d'un compresseur axial.

1.2.2 Conception de la liaison aube-disque

Les aubes sont des éléments essentiels du turboréacteur, que ce soit sur la partie compresseur ou la partie turbine. Une aube est constituée de deux parties. La partie supérieure est nommée « pale ». La pale est la partie de l'aube qui exerce ou subit les efforts aérodynamiques. La partie inférieure se nomme « pied d'aube » ou « bulbe », et permet de fixer l'aube. Les aubes mobiles sont fixées sur le disque et forment le rotor. Plusieurs attaches existent : en marteau, en pied de sapin ou en queue d'aronde (voir figure I.5).

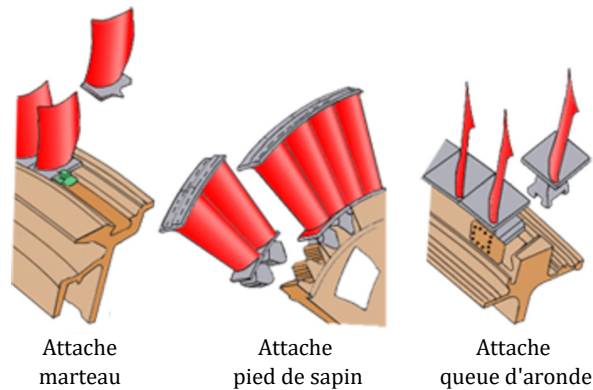


Figure I.5 – Différentes conceptions de liaison aube/disque.

Une aube et un disque prévus pour une attache en queue d'aronde sont visibles sur la figure I.6, ainsi que l'assemblage de ces deux pièces.

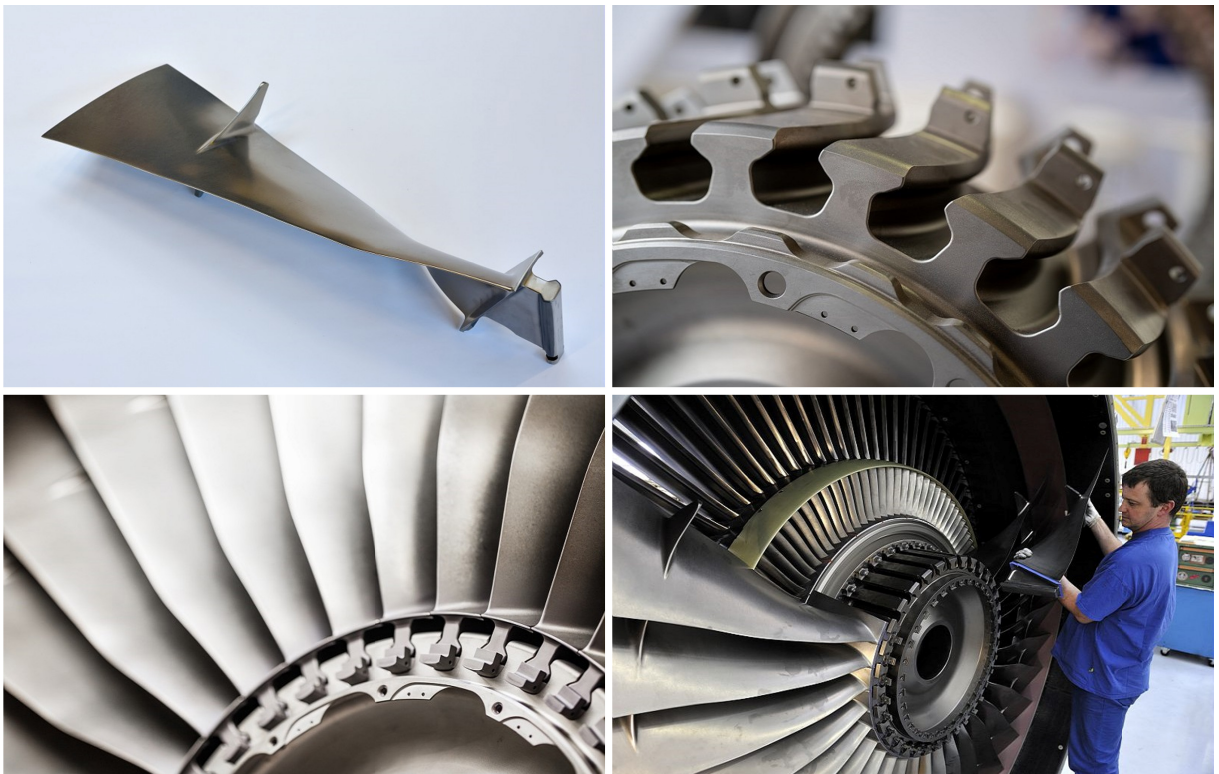


Figure I.6 – Photos de la liaison aube-disque. De gauche à droite et de haut en bas : aube de CFM-56, disque de CFM-56, contact aube-disque et vue de l'assemblage du CFM-56.

Lors du fonctionnement du turboréacteur, les aubes et le disque subissent de multiples forces. La complexité du contact rend peu aisé le bilan des efforts entre ces deux pièces. La zone où les deux pièces sont en contact est nommée « portée ». Lors de la mise en marche du moteur, les aubes sont plaquées contre la partie supérieure du disque en raison de l'effet centrifuge. Cet effort est dit « oligocyclique », car il s'agit d'une force de forte intensité, mais à faible fréquence. Le chargement varie lors des changements de régime moteur, qui surviennent principalement lors des phases de décollage et d'atterrissage de l'avion, ce que l'on peut simplifier par l'allumage et l'extinction du moteur. Un cycle oligocyclique correspond donc à un vol [Guedou et Honnorat, 1989].

Le second chargement auquel sont soumises les portées sont des sollicitations polycycliques. Il s'agit là de sollicitations de faible intensité, mais à haute fréquence (au-delà de la centaine de hertz). Ces sollicitations sont dues aux vibrations induites par les forces subies par les pales à cause du flux d'air (instabilités aérodynamiques), mais également dues aux vibrations générées par le moteur. Le bilan des efforts entre l'aube et le disque et les sollicitations subies sont visibles sur la figure I.7.

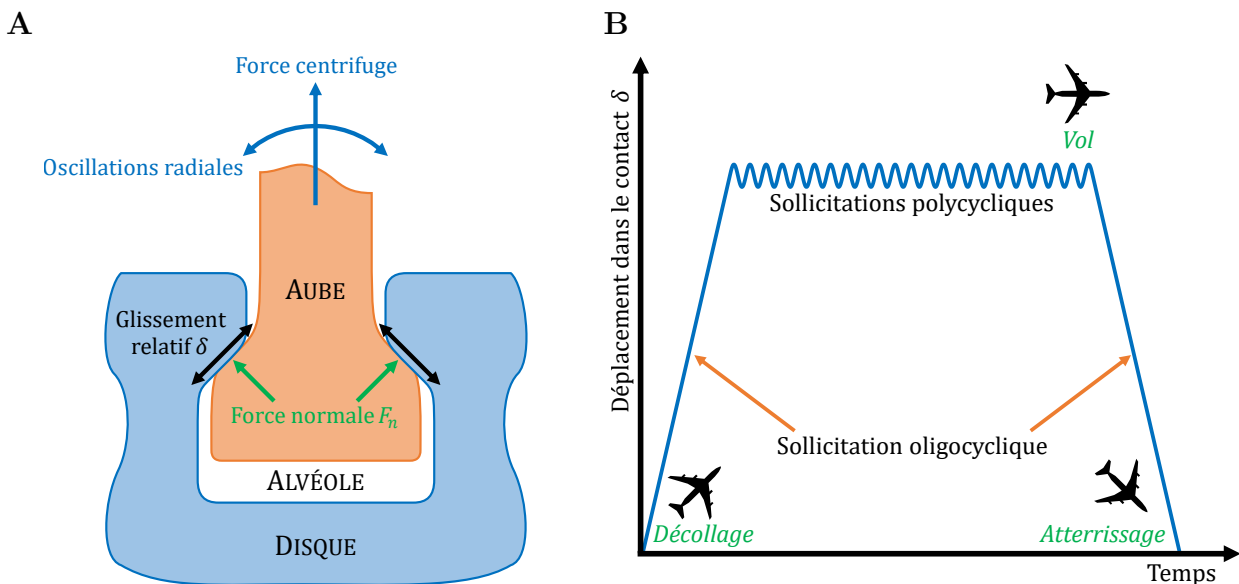


Figure I.7 – **A** : Schéma du contact entre l'aube et le disque. **B** : Sollicitations subies par les portées.

Les différentes sollicitations dynamiques subies par le contact entre l'aube et le disque peuvent se résumer ainsi [Leroux, 2013] :

- Présence d'une force centrifuge due à la rotation de l'arbre. Du fait de la forme de la pale, cet effort tend à déviller l'aube. Ce dévillage génère un moment de torsion au niveau du pied de l'aube, et fait apparaître des contraintes tangentielles sur les portées.
- Les forces aérodynamiques liées à la répartition de la pression sur la pale déforment cette dernière. Il en résulte donc des moments de flexion, de torsion et un effort cisailant au niveau du pied de l'aube. Cependant, les efforts aérodynamiques sont faibles devant les forces centrifuges.

Il est possible d'estimer la valeur de la pression au niveau des portées, à l'aide d'un modèle par éléments finis. Celle-ci est en moyenne comprise entre 200 MPa et 400 MPa [Paulin, 2006]. Toutes ces sollicitations produisent du fretting entre l'aube et le disque. Le contact entre ces deux pièces et leur usure a fait l'objet de nombreuses thèses [Fridrici, 2002 ; Paulin, 2006 ; Yantio Njankeu Sabeya, 2007 ; Gallego, 2007 ; Mary, 2009 ; Meriaux, 2010 ; Leroux, 2013 ; Van Peteghem, 2013 ; Chassaing, 2015].

Dans le cas du moteur CFM56, les aubes et le disque sont en Ti6Al4V, parfois abrégé TA6V, un alliage de titane dans lequel 6% d'aluminium et 4% de vanadium sont ajoutés. Le titane et ses alliages sont très utilisés dans l'aéronautique pour leurs propriétés intéressantes : le titane se corrode peu, est léger et est résistant à la température et à la fatigue. Les disques et les aubes sont forgés puis usinés. Ensuite, au niveau du contact aube-disque, un grenailage est effectué. Ceci permet de modifier la structure superficielle de la matière en la rendant plus dure et limite la propagation de fissures. Cependant, pour passer outre les faibles propriétés tribologiques du titane, un traitement superficiel est appliqué sur les portées des aubes. Il s'agit pour le CFM56 de la pose d'un revêtement cuivre-nickel-indium (CuNiIn) sur approximativement 150 μm d'épaisseur. Afin de diminuer le coefficient de frottement, une fine couche de lubrifiant sec, le Molydag (du disulfure de molybdène, MoS_2) est ajouté, ceci permettant de limiter la fatigue de contact. Les principales propriétés physiques et mécaniques du Ti6Al4V sont données sur le tableau I.1.

Symbole	Propriétés	Valeur	Unité
ρ	Masse volumique	4420	$\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$
E	Module de Young	115	GPa
ν	Coefficient de Poisson	0,35	
R_e	Limite élastique à la traction	870	MPa
R_m	Résistance maximale à la traction	1050	MPa
$A\%$	Allongement à la rupture	14	%
H_0	Dureté	36	HRC

Tableau I.1 – Principales propriétés physiques et mécaniques de l'alliage Ti6Al4V [Robert, 2007].

1.2.3 Accidentologie

Les différentes pièces qui composent le turboréacteur sont soumises à des efforts considérables. Ces sollicitations génèrent de l'endommagement entre les pièces en contact. De l'usure et de la fatigue peuvent apparaître, pouvant mener à la ruine du moteur si cela n'est pas surveillé de près. Quelques accidents aériens décrits par la suite permettent de saisir l'importance de la compréhension de ces phénomènes.

United Airlines Flight 232 DC-10-10 : Cet accident aérien a eu lieu le 19 juillet 1989 à Sioux City, Iowa (États-Unis). L'avion est un DC-10, un long-courrier qui a la particularité d'avoir trois réacteurs. Deux réacteurs sont placés sous chacune des

ailles, et le troisième réacteur est situé au niveau de l'empennage. Au cours du vol, la soufflante de ce troisième réacteur casse et les débris frappent les commandes hydrauliques des gouvernes de profondeur, qui permettent de contrôler l'axe de tangage. L'avion devient difficilement contrôlable, et tente de se poser sur la piste de l'aéroport de Sioux City, mais s'écrase.

L'enquête menée par la National Transportation Safety Board (NTSB) [NTSB, 1989] montre qu'une inclusion (un défaut dans le métal) dans le disque de la soufflante n'a pas été détectée lors de la fabrication de l'alliage. À la suite de sollicitations vibratoires et du fretting, une fissure apparaît et aurait dû être détectée par les techniciens de maintenance avant que la pièce ne casse. Après à cet accident, une série de mesures est prise afin de renforcer la sécurité des avions. Une nouvelle méthode de détection des inclusions est mise en place, les pièces existantes sont contrôlées et changées si nécessaire, et les systèmes hydrauliques sont davantage protégés. De plus, un travail international entre les quatre grands motoristes (Safran Aircraft Engines, General Electric, Pratt & Whitney et Rolls-Royce) est mis en place sur le sujet.

Delta Air Lines Flight 1288 MD-88 : Le 6 juillet 1996, à l'aéroport de Pensacola, Floride (États-Unis), un MD-88 se prépare à décoller et se place sur la piste de décollage. Au moment où les turboréacteurs sont mis à plein régime, la soufflante se décroche et frappe le fuselage de l'avion. Les pilotes parviennent à freiner l'avion et celui-ci ne décolle pas.

La NTSB [NTSB, 1998] rapporte que le commandant de bord avait noté une fuite d'huile au niveau du moteur, mais celle-ci a été jugée non inquiétante. La maintenance n'a pas été prévenue. Lors de la mise en marche du moteur, une fissure a généré la ruine du disque. Une analyse microstructurale suggère une température très élevée liée au frottement entre deux pièces. Le NTSB conclut que des fissures de fatigue liées au frottement ont commencé à se créer et à se propager dès la mise en service du moteur.

Jetstream Aircraft 4100 ZS-NRM : Le 24 septembre 2009, peu après son décollage, un Jetstream Aircraft 4100 subit une panne du turboréacteur droit. Le moteur est endommagé et doit être arrêté. L'équipage pense que le problème provient du moteur gauche, qui est alors arrêté. L'avion, sans moyen de propulsion, s'écrase à Durban, en Afrique du Sud.

La South African Civil Aviation Authority (SACAA) [SACAA, 2009] relève que le turboréacteur droit a subi un phénomène de fretting au niveau du contact entre le disque et la plaque d'étanchéité. Celle-ci s'est fissurée et a déséquilibré l'arbre moteur (voir figure I.8). Les importantes vibrations engendrées ont rompu le circuit d'huile, détruisant le moteur. La mauvaise réaction de l'équipage a provoqué l'écrasement : l'avion aurait pu se poser avec un seul moteur en marche.

Ces accidents aériens montrent comment le frottement entre les pièces – et notamment le fretting – peut générer des destructions du moteur. Cependant, le type d'endommagement le plus fréquent est la casse des pieds d'aubes à cause du fretting (exemple de cas

sur la figure I.9), quand cela n'est pas dû à l'ingestion d'oiseaux par le moteur [Chassaing, 2015]. Les avions modernes sont capables de résister à ces endommagements, car les carter des turboréacteurs sont dimensionnés pour résister à ce type de casse.



Figure I.8 – *Disque et plaque de scellement à l'origine de l'accident aérien de Durban.*



Figure I.9 – *Pied d'aube endommagé.*

2 Tribologie générale

2.1 Le frottement

Le frottement est un problème auquel sont confrontées les civilisations depuis longtemps. Les Égyptiens cherchaient à limiter le frottement lors de transport de charges lourdes en utilisant des chariots lubrifiés près de 3000 ans av. J.-C., tandis que les Assyriens faisaient rouler les charges sur des rondins de bois afin de remplacer le frottement de glissement par du frottement de roulement [Dowson, 1998 ; Frêne, 2001].

Léonard de Vinci a mené des expériences pour tenter de comprendre les phénomènes de frottement entre des corps au xv^e siècle. Quelque deux cents ans plus tard, en 1699, Guillaume Amontons [Amontons, 1699] trouve les mêmes lois que de Vinci :

- Plus la charge normale F_n est élevée, et plus la force de frottement F_t l'est, et ce, de manière proportionnelle.
- L'aire apparente \mathcal{A} du contact n'influe pas sur la force de frottement F_t .

Charles-Augustin Coulomb est le premier à appeler le coefficient de proportionnalité entre la charge normale et la force de frottement le « coefficient de frottement », noté μ . Il montre aussi que le coefficient de frottement μ ne dépend pas de la vitesse V de glissement relatif [Coulomb, 1781]. La fameuse loi de Coulomb permet de définir le coefficient de frottement :

$$\mu = \frac{F_t}{F_n} \quad (\text{I.1})$$

Coulomb fait également la distinction entre deux coefficients de frottements. Le coefficient de frottement statique, noté μ_s , permet de calculer l'effort à fournir pour mettre un objet en mouvement, tandis que le coefficient de frottement dynamique μ permet de déterminer l'effort à fournir pour entretenir ce même mouvement.

Reynolds [Reynolds, 1886] contribue à différencier le frottement visqueux et le frottement sec. Un contact sec est un contact dans lequel il n'y a pas de lubrifiant. Ce lubrifiant peut avoir de nombreuses formes : graisses, huiles, etc. La découverte des régimes de lubrification [Stribeck, 1902] est une pierre angulaire de la science des contacts lubrifiés, qui est, de nos jours, bien comprise dans l'ensemble.

Aujourd'hui, la tribologie (du grec τριβος, le frottement), l'étude des frottements et des interfaces, couvre des domaines très variés : du brossage des dents [Descartes *et al.*, 2015] au contact entre la roue et le rail d'un train [Simon, 2014], en passant par les failles sismiques [Marone, 1998] ou les prothèses de hanche [Unsworth, 1991]. Alors que la compréhension des contacts lubrifiés est plutôt complète, celle des contacts secs demeure parcellaire. Parmi les différents phénomènes présents dans les contacts secs se trouve le fretting.

2.2 Le fretting

Le concept de fretting a été évoqué dès 1911 [Eden *et al.*, 1911]. Le fretting est une sollicitation particulière dans laquelle deux pièces en contact sont soumises à des dépla-

cements oscillatoires de faible amplitude. Cette amplitude de débattement est plus faible que la surface de contact. Le fretting a été historiquement associé à de l'oxydation, suite à l'observation de débris d'oxydes sur des éprouvettes en acier soumises à du fretting. Dans les années 1950, l'oxydation due au fretting est vue comme une conséquence, et non une cause [McDowell, 1952]. Des avancées importantes dans le domaine du fretting seront apportées par les cartes de fretting [Vingsbo et Söderberg, 1988] et par les différents régimes de fretting [Vincent *et al.*, 1992].

Le fretting génère de l'usure, de la fatigue, ou les deux à la fois. Trois types de fretting peuvent être distingués :

Fretting simple ou fretting-usure : (en anglais, *fretting-wear*) Dans ce cas, les déplacements génèrent un enlèvement de matière sur les surfaces en contact. Des fissures peuvent se créer, mais elles ne se propageront pas en l'absence de sollicitations de fatigue.

Fretting-fatigue : À l'inverse, les sollicitations cycliques contribuent à déformer les structures en contact. On observe dans ce cas la formation d'amorces de fissures, qui peuvent se propager.

Fretting-corrosion : Le fretting-corrosion associe un phénomène mécanique à un phénomène physico-chimique. À cause du frottement, la couche superficielle du matériau se délite, et la couche inférieure s'oxyde. Celle-ci étant généralement plus fragile, elle se désagrège à son tour et laisse une nouvelle couche de matériau s'oxyder, entretenant ainsi le phénomène.

Présent dans de nombreuses liaisons mécaniques (cannelures, boulons, rivets...), de multiples domaines sont affectés par le fretting : mécanique générale, aéronautique, génie civil, médical, nucléaire... L'usure et la fatigue causées par le fretting dépendent de nombreux paramètres. Collins [Collins, 1993] compte ainsi plus d'une cinquantaine de variables qui jouent un rôle dans le processus de fretting. Les paramètres les plus notables sont :

- L'amplitude du mouvement entre les deux surfaces ;
- La distribution des pressions sur les surfaces en contact ;
- Le nombre de cycles accumulés, ainsi que leur fréquence ;
- Les propriétés des matériaux en contact, et l'état de leurs surfaces ;
- La température du contact ;
- L'environnement atmosphérique.

Cette multitude de paramètres rend la modélisation et la compréhension du phénomène de fretting ardues, car chaque situation est unique.

2.2.1 Configurations de contact

Dans la réalité, les contacts sont complexes, mais peuvent être ramenés en laboratoire à des problèmes plus locaux. C'est pourquoi trois géométries simplifiées de référence, visibles sur la figure I.10, sont généralement utilisées :

Contact sphère/plan : Il s'agit d'un contact ponctuel, pour lequel les champs de contraintes et de déplacement en indentation ont été formalisés par Hertz [Hertz,

1881]. Ce sont ensuite Hamilton et Goodman [Hamilton et Goodman, 1966 ; Hamilton, 1983] qui introduiront la distribution des chargements dans un contact glissant. Cette configuration de contact est la plus simple à mettre en œuvre, car il n'y a pas besoin d'alignement. De plus, du fait de la faible surface de contact, un effort relativement faible suffit pour atteindre des pressions élevées. Néanmoins, ce contact de petite dimension tend à favoriser une éjection rapide de débris d'usure, ce qui peut être problématique pour étudier certains phénomènes d'usure.

Contact cylindre/plan : Il s'agit d'un contact linéique. Le contact peut être représenté comme un contact 2D, ce qui permet une modélisation plus simple. La surface de contact est plus grande, mais nécessite un parallélisme précis entre l'axe du cylindre et le plan. Carter [Carter, 1926] explicitera les équations du champ de déformation en contact glissant en 2D, puis sera complété par M'Ewen en 3D [M'Ewen, 1949]. Sackfield et Hills [Sackfield et Hills, 1983] décriront les contraintes en glissement total et partiel.

Contact plan/plan : Il s'agit d'un contact en appui plan. C'est Goodier et Loutzenheiser [Goodier et Loutzenheiser, 1965] qui décriront les pressions sur les arrêtes sur un plan rigide. Khadem et O'Connor [Khadem et O'Connor, 1969] développeront les équations dans le cadre d'une indentation élastique sur un plan semi-infini. C'est enfin avec les travaux de Ciavarella [Ciavarella *et al.*, 1998] et de Dini et Nowell [Dini et Nowell, 2003] que ce type de contact sera formalisé pour un glissement total ou partiel. Cette configuration est difficile à atteindre expérimentalement, car elle demande un parallélisme parfait entre les deux faces en contact. En bordure de contact, il y a une discontinuité qui est complexe à analyser, et donc à modéliser. Cependant, en utilisant des congés de raccordement, on peut connaître précisément les forces appliquées et la pression qui en résulte.

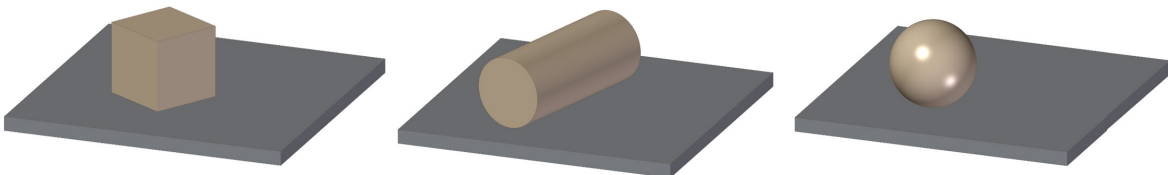


Figure I.10 – De gauche à droite, contact plan/plan, contact cylindre/plan, contact sphère/plan.

2.2.2 Conditions de glissement et essais

Mohrbacher [Mohrbacher *et al.*, 1995] a mis en évidence en 1995 trois modes de fretting, en particulier dans le cadre d'un contact sphère/plan, qui est le plus simple des contacts. Ils sont représentés sur la figure I.11 :

Mode I : Déplacement linéaire. La sphère se déplace parallèlement à la surface, sans tourner et en appliquant un effort constant sur la surface.

Mode II : Déplacement radial. La sphère est immobile, en translation comme en rotation. La force normale varie, générant des déplacements radiaux dans le contact.

Mode III : Déplacement circonférentiel. La sphère est immobile en translation, mais subit une rotation autour de son axe orthogonal à la surface, tandis que la force normale imposée est constante.

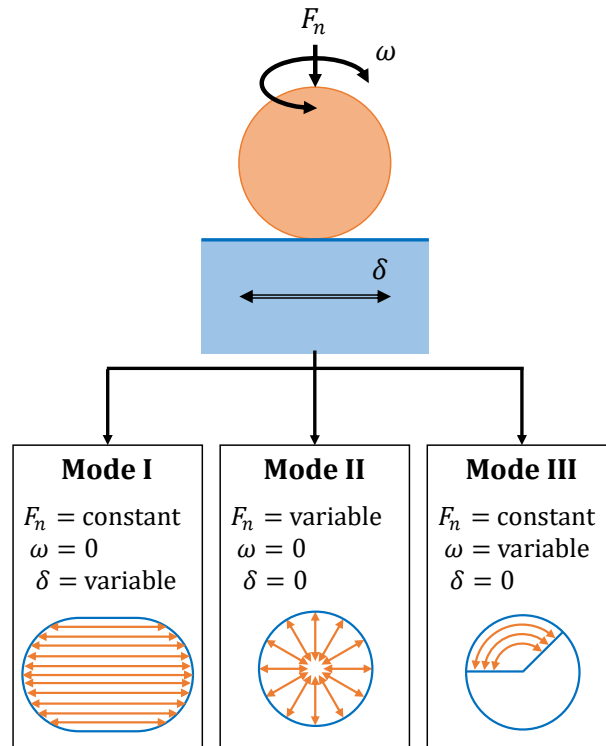


Figure I.11 – Modes de fretting, adapté de [Mohrbacher et al., 1995].

Le mode I est le plus étudié, car il est plus représentatif des problématiques industrielles. Les essais consistent généralement à maintenir en contact deux éprouvettes et à les soumettre à une force normale F_n statique. Un déplacement $\delta(t)$ ou une force tangentielle $F_t(t)$ est ensuite imposé. On note a la demi-largeur de contact. Il existe différents essais régulièrement utilisés (voir également figure I.12) :

Essai fretting-usure : Cet essai, le plus simple, consiste à appliquer une force normale à un des deux corps en contact, puis de le déplacer d'une amplitude δ à l'aide d'un pot vibrant ou d'un vérin hydraulique. Particulièrement adapté pour analyser l'usure des pièces [Stowers et Rabinowicz, 1973 ; Kim et Lee, 2001 ; Paulin et al., 2005], il permet également d'étudier l'amorçage et la propagation de fissures [Zhou, 1992 ; Kubiak, 2006].

Essai fretting-usure avec chargement imposé : Similaire à l'essai précédent, un effort statique F_t est appliqué sur une des éprouvettes. Du fait de la fatigue, le matériau a une résistance plus faible. Proposé par Reybet-Degat [Reybet-Degat et al., 1997], il est particulièrement pertinent pour étudier l'usure des câbles de ponts ou d'ascenseurs.

Essai fretting-fatigue : L'éprouvette est soumise à un chargement de fatigue $F_t(t)$, et un ou deux patins subissant une force normale sont en contact avec l'éprouvette. Du fait de la force F_t , l'éprouvette s'étire ce qui génère un déplacement entre

l'éprouvette et les patins, et provoque du fretting. Un déplacement latéral peut également être imposé aux patins.

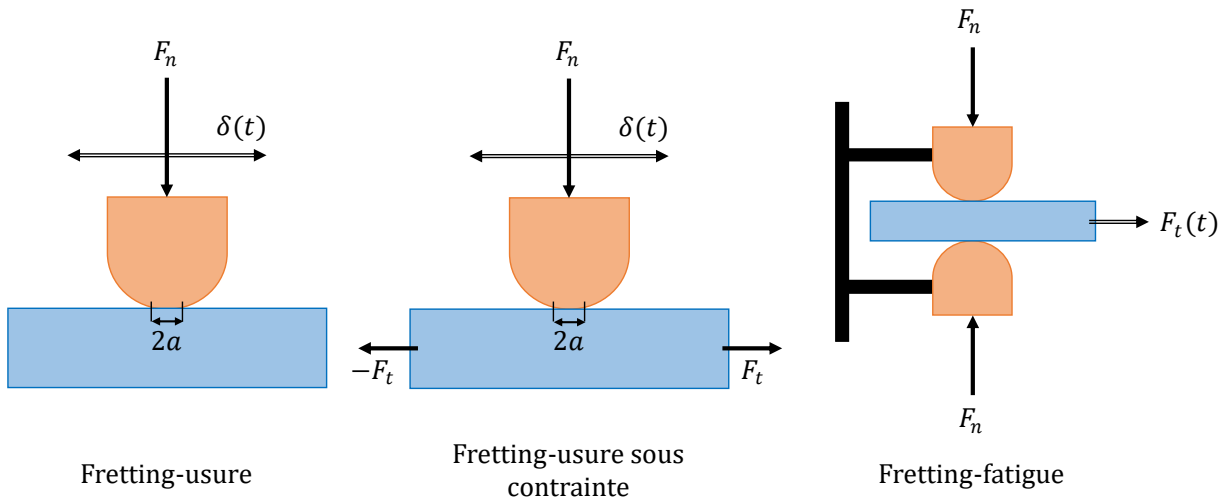


Figure I.12 – Conditions de sollicitations pour des essais de fretting.

Le nom de ces essais peut être trompeur, car un essai de fretting-fatigue peut générer du fretting-usure, et un essai de fretting-usure peut être utilisé pour étudier du fretting-fatigue selon les conditions expérimentales.

Dans les essais de fretting classiques, le déplacement δ est imposé, et la force tangentielle résultante F_t est mesurée. La courbe représentant l'évolution de F_t en fonction de δ s'appelle un cycle de fretting. Sur un cycle de fretting, différentes grandeurs peuvent être déterminées (voir figure I.13). Il est possible de tirer des renseignements sur les endommagements et les états de surface en étudiant l'évolution de certaines de ces grandeurs.

Amplitude de débattement maximale δ^* : Représente le déplacement maximum qui est atteint au cours du cycle. La valeur de l'amplitude totale est donc de $2\delta^*$. En raison de l'accommodation tangentielle du banc d'essai, il ne s'agit pas du déplacement réel de l'interface.

Ouverture de cycle δ_0 : Valeur du déplacement lorsque la force tangentielle F_t est nulle. Ceci correspond au déplacement réel de l'interface, et ce, indépendamment de l'accommodation du banc d'essai. Les tests de fretting sont en conséquence communément contrôlés en fonction de δ_0 et non pas de δ^* , ceci permettant de passer outre l'accommodation du banc d'essai. Cette grandeur est complémentaire avec δ_t , l'amplitude de transition, et permet de différencier le glissement partiel du glissement total (voir partie 2.2.3).

Force tangentielle maximale F_t^* : Représente les sollicitations tangentielles maximales subies par l'éprouvette au niveau du contact, à δ^* . Le coefficient de frottement μ est calculé à partir de cette valeur.

$$\mu = \frac{F_t^*}{F_n} \quad (\text{I.2})$$

Raideur tangentielle K : Pente du chargement selon le sens du débattement. Cela prend en compte la raideur du contact, mais également celle des échantillons et du montage.

$$K = \frac{\Delta F_t}{\Delta \delta} \quad (\text{I.3})$$

Énergie totale \mathcal{E}_t : Désigne l'énergie totale introduite dans le système lors d'un cycle de fretting, et correspond à l'aire du rectangle contenant le cycle de fretting :

$$\mathcal{E}_t = 4 \cdot \delta^* \cdot F_t^* \quad (\text{I.4})$$

Énergie dissipée \mathcal{E}_d : Correspond à l'énergie dissipée lors d'un cycle, et est l'aire à l'intérieur du cycle. Cette énergie est dissipée de plusieurs façons : création de débris d'usure, augmentation de la température, création et propagation de fissures, déformation plastique, transformation physico-chimique... Elle correspond formellement à :

$$\mathcal{E}_d = \int \delta(t) \cdot F_t(t) dt \quad (\text{I.5})$$

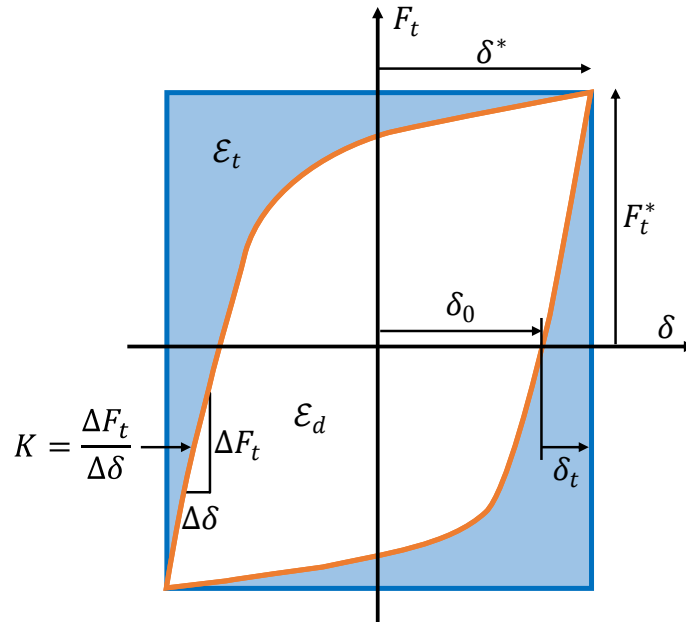


Figure I.13 – Cycle de fretting (glissement partiel).

L'amplitude de débattement δ^* joue un rôle important pour définir le fretting. S'il est trop grand, il ne s'agit plus de fretting, mais de glissement alterné. Il y a du fretting lorsqu'au moins une partie du contact n'est jamais découverte lors du débattement. La théorie de Hertz permet de définir les conditions de glissement.

Soit une sphère élastique et un plan rigide infini en contact. Leurs surfaces sont parfaitement lisses. Du fait de la force normale F_n , la sphère subit des contraintes et se déforme. Le champ de contrainte, tout comme la pression maximale et la taille du contact (rayon de contact a), est défini selon la théorie de Hertz [Hertz, 1881]. Une force tangentielle F_t est alors appliquée. Lorsqu'elle est suffisamment faible, un glissement se produit à la périphérie du contact [Cattaneo, 1938 ; Mindlin, 1949]. La zone centrale reste cependant collée. Avec l'augmentation de F_t , la surface glissante s'élargit. Au-delà d'une valeur seuil, de $F_t \geq \mu_s F_n$ (avec μ_s le coefficient de frottement statique), il n'y a plus de zone collée et un glissement total apparaît (voir figure I.14).

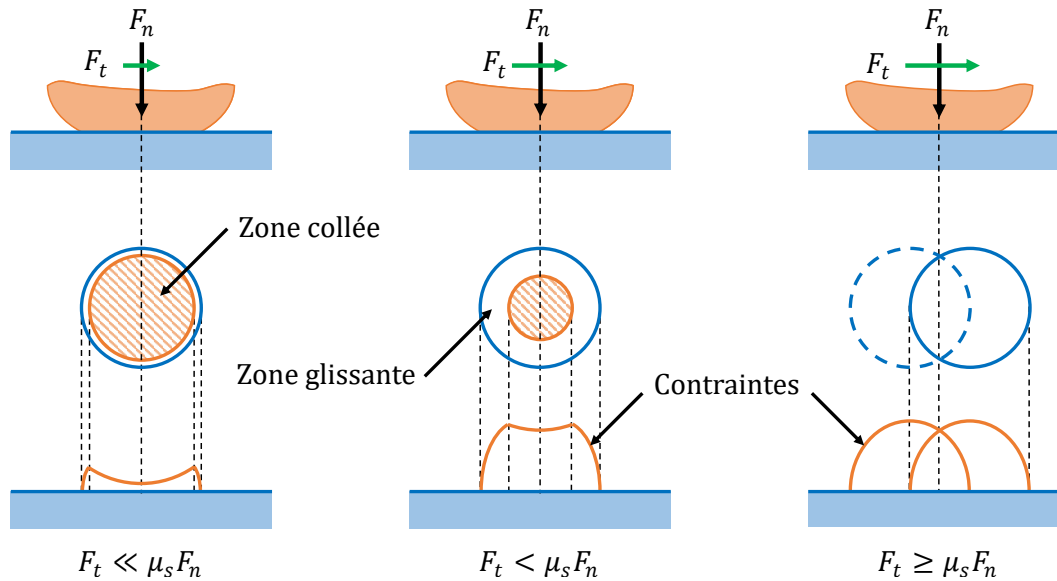


Figure I.14 – Force tangentielle appliquée à un contact sphère-plan soumis à une force normale.

On observe différents types de cycles de fretting en fonction du déplacement imposé δ , de la force normale F_n et de la force tangentielle F_t qui en résulte (voir figure I.15) :

Le collage : (en anglais, *stick condition*) Apparaît pour un déplacement imposé δ faible. Dans ce cas, la force tangentielle F_t est très faible devant $\mu_s F_n$, même localement. Il n’y a donc pas de déplacement local, la force F_t est totalement absorbée par les déformations élastiques des corps en contact. Le cycle de fretting est totalement linéaire.

Le glissement partiel (GP) : (en anglais, *stick-slip condition*) La force tangentielle F_t atteint cette fois localement $\mu_s F_n$. On observe donc un glissement autour de la zone collée. Plus le débattement δ augmente, plus cette zone de glissement s’élargit. Le cycle de fretting a cette fois une forme elliptique à cause du glissement local, mais aussi de la déformation plastique des corps.

Le glissement total (GT) : (en anglais, *gross-slip condition*) Cette fois-ci, le débattement imposé est suffisamment important pour qu’il n’y ait aucune zone collée. Tout le contact glisse. La forme du cycle est un parallélogramme grossier, comme on peut le voir sur la figure I.13. La valeur atteinte en F_t^* équivaut alors au produit de F_n par μ

Le glissement alterné : Dans ce cas, le glissement est total et il n’y a aucune zone de recouvrement. Ceci signifie que toutes les zones du contact sont, à un moment donné, à l’air libre. Ce type de glissement sort de cette étude, car il ne s’agit plus de fretting.

2.2.3 Régimes de glissement, bûches et cartes de fretting

Les conditions de glissement précédemment décrites ne concernent qu’un cycle donné, et ne prennent pas en compte le temps. Colombié a introduit en 1986 le concept de régime de glissement [Colombié, 1986]. Il reprend également les travaux de Vingsbo et Söderberg en proposant une représentation 3D des cycles de fretting : les bûches de fretting. Cela

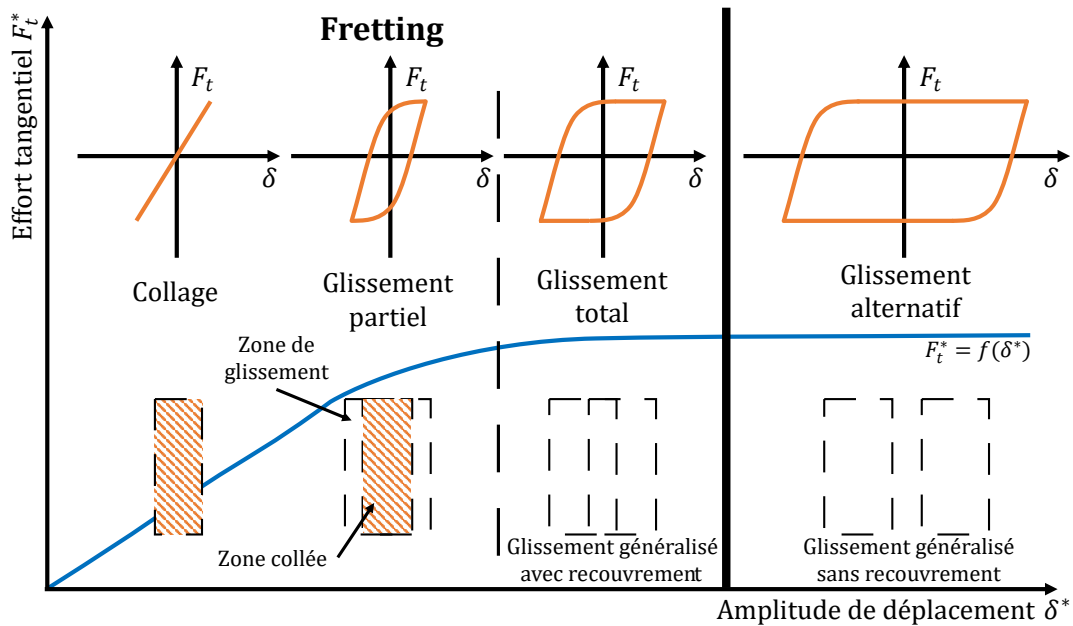


Figure I.15 – Type de glissement en fonction de δ^* et F_t^* .

consiste en un empilement de cycles de fretting sur un axe temporel. Cette représentation permet d'observer trois modes (voir figure I.16) :

Régime de Glissement Partiel (RGP) : Ce régime correspond à la présence d'un glissement partiel durant toute la durée de l'essai. Une zone du contact reste collée. Le cycle de fretting est elliptique. Ce régime est plutôt favorable à l'amorce de fissures.

Régime de Glissement Total (RGT) : *A contrario*, dans ce régime, le glissement est total durant toute la durée de l'essai. Aucune zone ne reste collée. Le cycle de fretting est un parallélogramme. Ici, le mode de dégradation observé est généralement de l'usure et la formation de débris.

Régime de Glissement Mixte (RGM) : Dans ce cas, il y a observation de glissement partiel par moment, et de glissement total à d'autres moments, et ceci au cours du même essai. Il y a une compétition entre deux mécanismes d'endommagement, la fissuration et l'usure.

Pour apporter un outil aux ingénieurs, Vingsbo et Söderberg [Vingsbo et Söderberg, 1988] proposent les cartes de fretting (voir figure I.17). Celles-ci permettent de représenter le type de condition de glissement en fonction des paramètres de débattement δ^* et de la force normale F_n . Ces cartes seront améliorées par Vincent [Vincent et al., 1992] : en plus d'une carte de sollicitation locale (CSL) – qui représente les différents régimes en fonction des paramètres susmentionnés – une deuxième carte est superposée, la carte de réponse matériau (CRM). Cette carte est définie pour un nombre de cycles donnés. En combinant les informations, les ingénieurs peuvent ainsi choisir des traitements de surface, des revêtements ou des usinages spécifiques par exemple, permettant d'optimiser la durée de vie, tout en évitant les régimes dégradant rapidement le matériau.

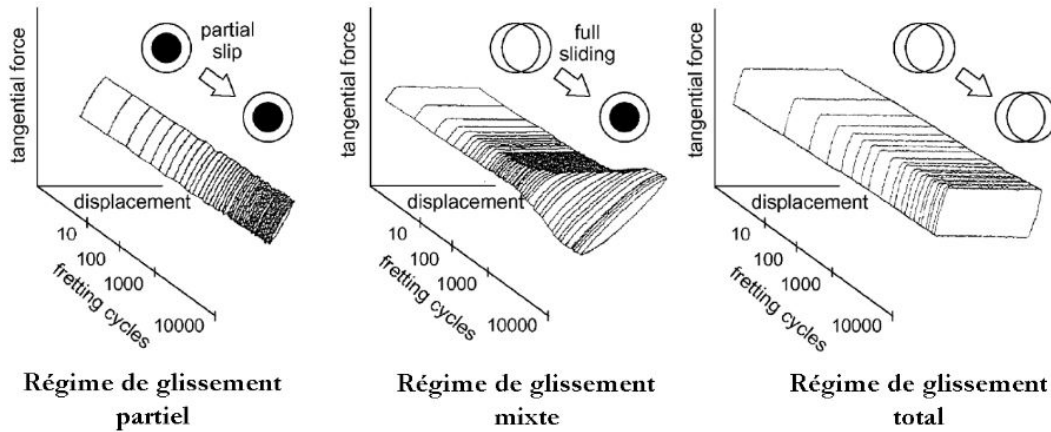


Figure I.16 – Bûches de fretting en fonction du régime [Fouvry et al., 1997].

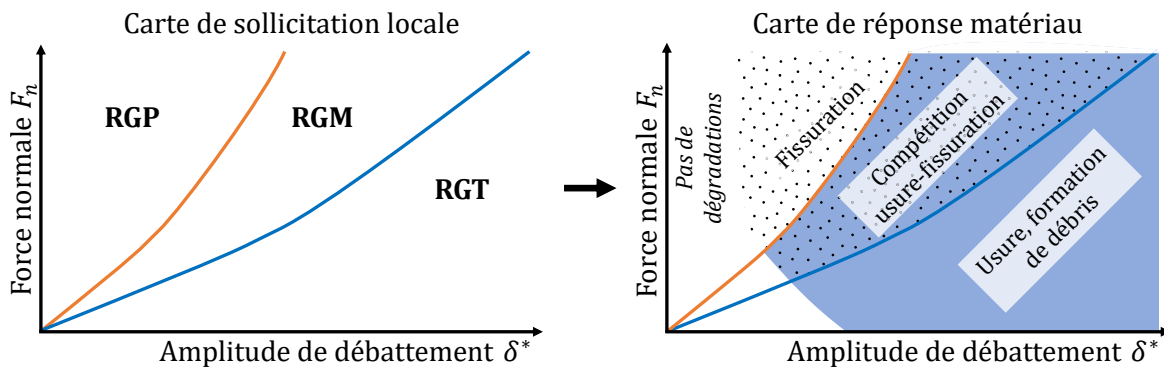


Figure I.17 – Carte de fretting, adapté de [Fouvry et al., 1995].

3 L'usure

L'usure est un phénomène mécanique qui survient lorsque les surfaces de corps en contact se dégradent. De nombreuses causes de l'usure existent, et ses effets sont très étudiés, car problématiques : augmentation du jeu fonctionnel, perte de dimensions des pièces, dégradation des couches superficielles, etc. Le fretting génère de l'usure dans certains cas. De nombreux modèles d'usures sont recensés [Meng et Ludema, 1995], mais les lois d'usure générales – telles que la loi d'Archard – sont des approximations de ces phénomènes. Un modèle donné ne s'applique qu'à des conditions très particulières et ne peut pas être généralisé.

3.1 Description de l'usure

De nombreuses formes d'usure peuvent être observées. Quinn [Quinn, 1983a,b] propose de diviser l'usure en deux catégories. La première concerne l'usure sévère, qui regroupe les phénomènes d'adhésion, de soudage local (grippage), de transferts de matière et de déformations plastiques importantes. La seconde, l'usure douce, dont fait partie l'oxydation, produit de petits débris et génère des surfaces lisses. Cette approche est néanmoins limitée, car au sein du contact ces deux types d'usures se mélangent généralement. Différentes

catégories d'usure entre deux pièces en contact font l'unanimité dans la communauté scientifique [Bhushan, 2000] (voir aussi figure I.18) :

Usure par adhésion : Le matériau de l'un des deux corps en contact est transféré sur l'autre corps, et c'est habituellement le matériau le plus mou qui adhère au matériau le plus dur. Cette usure est causée par une attraction importante entre les deux matériaux, généralement liée à une pression de contact importante. Des phénomènes de soudure peuvent également apparaître. Les surfaces propres sont plus enclines à subir de l'usure par adhésion, car elles n'ont pas de films d'oxydes protecteurs. L'environnement joue un rôle très important. Par exemple, dans le vide, l'absence d'oxydation des matériaux génère une augmentation des phénomènes d'adhésion [Colas, 2013].

Usure par abrasion : Le matériau subit des rayures plus ou moins profondes qui sont parallèles au sens de déplacement. Deux sous-catégories peuvent être définies [Burwell, 1957]. Dans le premier cas, appelé « usure abrasive à deux corps » ou « attrition », un matériau dur raye la surface du matériau mou. Dans le second cas, appelé « usure abrasive à trois corps », de petites particules dures sont interposées entre les deux corps en contact et rayent une des pièces, voire des deux.

Usure par corrosion (ou oxydation) : L'oxydation est une réaction d'un matériau à un environnement corrosif (dioxygène, eau saline, etc.). Elle génère une couche superficielle sur le matériau qui est fragile, et qui est abrasée lors du frottement avec une autre pièce. La surface nouvellement mise à jour s'oxyde à nouveau et s'use rapidement.

Usure par fatigue : Cette usure a tendance à produire du délaminage, ainsi que de l'écaillage. L'usure produit une rupture de la couche superficielle du matériau à la suite de fatigue, c'est-à-dire de contraintes modérées répétées sur un grand nombre de cycles. La fatigue génère des fissures, qui, quand elles se rejoignent, provoquent l'usure.

En réalité, c'est généralement un mélange de ces quatre formes d'usure qui se produisent dans l'interface et qui se concurrencent ou s'ajoutent.

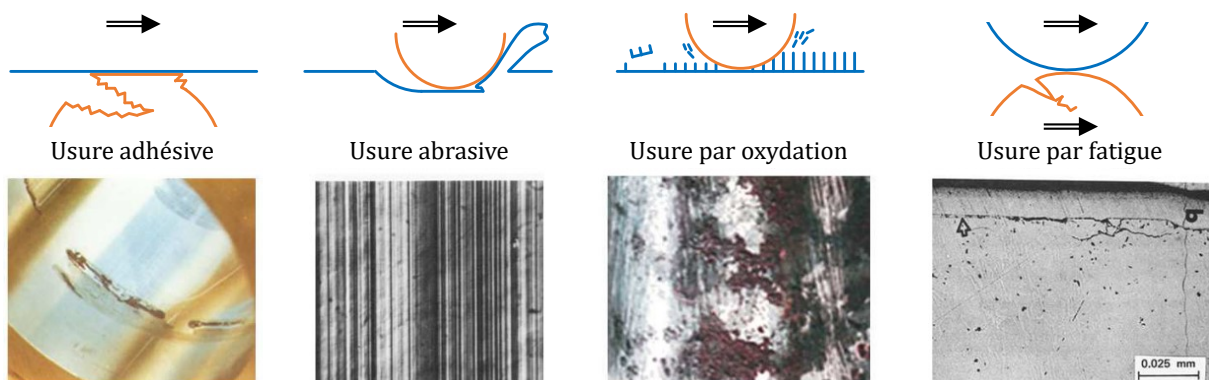


Figure I.18 – Types d'usure, adapté de [Bhushan, 2000].

3.2 Modélisation de l'usure

L'usure est un phénomène complexe, et différents moyens ont été proposés pour la prendre en compte et la modéliser. De nombreuses équations définissant les cinétiques d'usure ont été suggérées par différents auteurs [Meng et Ludema, 1995]. L'usure peut conceptuellement être définie comme étant la perte de matière au niveau de la surface d'une pièce. Cette perte de matière est généralement la conséquence du mouvement relatif entre deux solides en contact (usure mécanique). À la suite d'un essai d'usure, l'estimation du volume d'usure peut se faire de plusieurs manières. Par exemple :

- Une pesée des pièces en contact avant et après frottement.
- Une mesure de la distance normale entre les deux pièces en contact au cours de l'essai. Les pièces s'usant et perdant de la matière, elles vont se rapprocher.
- Une mesure de la profondeur et de la largeur de la trace d'usure à l'aide d'un profilomètre.
- Un marquage radioactif des surfaces, par comptage radioactif des débris ou par décroissance du rayonnement des pièces en contact.

Ces mesures de l'usure sont très dépendantes de la définition que l'expérimentateur donne au terme d'*usure*. À titre d'illustration, dans le cas d'une mesure de la trace d'usure à l'aide d'un profilomètre, la question du nettoyage – chimique, mécanique ou physique – des surfaces peut être posée. L'usure peut être perçue comme une simple perte de matière, ou une dégradation des couches superficielles des corps, sans que de la matière ne se soit détachée. Par exemple, de larges déformations plastiques peuvent être considérées comme de l'usure, sans perte de matière.

3.2.1 Approche quantitative

Le modèle d'usure le plus connu est la loi d'Archard [Archard, 1953]. Cette loi lie le volume total de particules d'usure W (de l'anglais *wear*, usure) à la distance de glissement L_g et à la force normale F_n sur le contact. La grandeur K_A désigne la vitesse d'usure.

$$W = K_A \cdot F_n \cdot L_g \quad (\text{I.6})$$

L'approche d'Archard est un modèle simple qui fonctionne dans les cas où les systèmes présentent un coefficient de frottement stable. Cependant, cette équation repose sur une valeur K_A qui doit être déterminée expérimentalement, et ce, pour chaque condition de frottement : matériau, température, atmosphère... Sa valeur est extrêmement fluctuante et peut varier de 10^{-8} à $10^{-2} \text{ mm}^3 \cdot \text{N}^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$ pour un même couple de matériaux [Felder et Montmitonnet, 2015]. De plus, cette loi considère que l'usure est strictement proportionnelle à la distance glissée, ce qui n'est pas vrai dans de nombreux cas et notamment pour le fretting. Le coefficient de frottement n'est également pas pris en compte, bien qu'il ait été montré que ce facteur joue un rôle important dans l'endommagement [Johnson, 1985]. D'autres modèles ont été proposés, par exemple en incluant un facteur p_m qui représente une limite d'écoulement en termes de pression (semblable à une dureté) :

$$W = K_A \cdot \frac{F_n \cdot L_g}{p_m} \quad (\text{I.7})$$

Dans certains cas, on peut également trouver une loi où p_m est remplacé par H , la dureté du matériau le plus mou.

Pour exprimer le volume de matière enlevé dans le cas du fretting, on peut remplacer la distance de glissement L_g par la somme des glissements δ_0 à chaque cycle. La force de contact F_n peut également varier au cours des cycles de fretting :

$$W = K \cdot \sum_{i=1}^{N_c} 4 \cdot F_n(i) \cdot \delta_0(i) \quad (\text{I.8})$$

Où N_c est le nombre de cycles de fretting au cours de l'essai.

3.2.2 Approche énergétique

Une approche différente est proposée dès 1965 [Matveevsky, 1965]. L'auteur considère que l'augmentation de température et la création de débris d'usure sont liées à la dissipation de l'énergie dans le contact. Il définit ainsi Q_F , *friction power intensity*, qui mesure la chaleur émise lors du frottement dans la zone de contact. Cette grandeur est proportionnelle au taux de production d'énergie produite dans le contact :

$$Q_F = \mu \cdot \frac{F_n \cdot V}{\mathcal{A}} \quad (\text{I.9})$$

Avec μ le coefficient de frottement, F_n la force normale appliquée au contact, V la vitesse tangentielle relative entre les deux pièces et \mathcal{A} l'aire apparente de contact. Cette formulation sera par la suite améliorée en prenant en compte le temps durant lequel l'énergie est produite [Plint et Alliston-Greiner, 1996].

Une formulation différente est proposée par Fouvry [Fouvry et al., 1995]. Le modèle s'appuie sur le cycle de fretting (voir figure I.13). L'énergie dissipée \mathcal{E}_d qui correspond à l'aire d'un cycle de fretting est mesurée au cours d'un essai. On exprime ainsi le volume d'usure comme une fonction de l'énergie dissipée dans le contact :

$$W = \alpha_W \cdot \sum_{i=1}^{N_c} \mathcal{E}_d(i) \quad (\text{I.10})$$

Le coefficient α_W désigne un coefficient d'usure énergétique. Il a été montré qu'il y a une relation linéaire entre le volume usé W et le cumul de l'énergie dissipée dans le contact $\sum \mathcal{E}_d$ [Fouvry et al., 2007]. Ce coefficient α_W doit être déterminé expérimentalement. Lors d'un essai d'usure, le volume W de débris et l'énergie dissipée \mathcal{E}_d sont mesurés en traçant des cycles de fretting comme ceux décrits dans la partie 2.2.2. Le coefficient α_W est alors déterminé par régression linéaire.

Des travaux [Fouvry et al., 2007] ont montré qu'en deçà d'une certaine énergie cumulée dissipée dans le contact, il n'y a pas d'usure pour les matériaux métalliques. Il y a donc une énergie seuil \mathcal{E}_{dth} à atteindre avant que l'usure ne se produise. On a alors :

$$W = \begin{cases} 0 & \text{si } \sum \mathcal{E}_d < \mathcal{E}_{dth} \\ \alpha_W \cdot \sum (\mathcal{E}_d - \mathcal{E}_{dth}) & \text{sinon} \end{cases} \quad (\text{I.11})$$

Cette approche a été utilisée dans le cas du fretting et du contact aube-disque d'un turboréacteur. Paulin [Paulin *et al.*, 2005 ; Paulin, 2006] a modifié ce modèle pour l'adapter à un contact adhésif comme cela est le cas pour le titane. En effet, dans le cas d'un contact adhésif, l'impact de l'amplitude de fretting δ_0 sur l'usure est important (une augmentation de l'amplitude génère une augmentation du taux d'éjection de débris d'usure). Dans ce cadre, la formulation de l'énergie dissipée diffère :

$$\sum \mathcal{E}'_d = \sum_{i=1}^{N_c} \frac{\delta_0(i)}{\delta_{0ref}} \cdot \mathcal{E}_d \quad (\text{I.12})$$

$$W = \alpha_W \cdot \sum \mathcal{E}'_d \quad (\text{I.13})$$

Plus récemment, des auteurs [Baydoun *et al.*, 2019] ont montré qu'on peut étendre cette pondération sur des paramètres autres que δ_0 . Il est ainsi possible de définir le volume d'usure en fonction de trois autres paramètres additionnels : le nombre de cycles N_c , la force normale F_n et la fréquence de débattement f . On a ainsi :

$$W = \alpha_W \cdot \left[\left(\frac{N_c}{N_{cref}} \right)^{k_{N_c}} \cdot \left(\frac{F_n}{F_{nref}} \right)^{k_{F_n}} \cdot \left(\frac{\delta_0}{\delta_{0ref}} \right)^{k_{\delta_0}} \cdot \left(\frac{f}{f_{ref}} \right)^{k_f} \right] \cdot \sum \mathcal{E}_d \quad (\text{I.14})$$

Les variables N_{cref} , F_{nref} , δ_{0ref} et f_{ref} sont des paramètres de référence. Les exposants k sont des variables d'ajustement et sont déterminés expérimentalement à l'aide d'une méthode statistique [Baydoun *et al.*, 2019]. Ceci permet de résumer simplement les multiples phénomènes qui se produisent au niveau du contact. Cependant, cette méthode nécessite un grand nombre d'essais expérimentaux et une analyse statistique pour une configuration donnée (couple de matériaux en contact, forme du contact, etc.).

3.2.3 Approche du 3^e corps

Dans le cas d'un frottement sec, c'est-à-dire sans lubrifiant, il n'est pas possible d'appliquer la théorie de Reynolds [Reynolds, 1886]. Ce modèle permet de connaître les profils de vitesse et les contraintes induites dans les contacts frottants lubrifiés. À la fin des années 1970, Godet [Godet, 1984, 1990] développe le concept de « troisième corps », en s'inspirant de ces contacts, mais en généralisant à tous les contacts, y compris les contacts secs. De tribologie des volumes et des surfaces, on passe à la tribologie des interfaces. Dans ce modèle, les deux pièces frottantes sont appelées « premiers corps ». À leur interface se trouvent des fluides ou des solides, ou un mélange des deux. Dans le cas d'un contact sec, les premiers corps frottent, s'usent et génèrent un lit de débris et d'oxydes à leur interface : le troisième corps. Il est solide, et a trois rôles au sein du contact :

- Il sépare les surfaces ;
- Il accommode les vitesses ;
- Il transmet les charges.

Selon Godet, l'usure repose sur trois phénomènes : la création, la circulation puis l'éjection des débris d'usure hors du contact. Ainsi, la création et la circulation des débris à l'intérieur du contact sont vues comme bénéfiques, car elles permettent de protéger

les surfaces, notamment en limitant les gradients de vitesse trop importants. L'usure n'intervient pas au moment où les pièces perdent de la matière, mais au moment où les débris quittent définitivement le contact. Cependant, ce troisième corps est difficile à modéliser. Par nature, il est discontinu et discret, et les lois de la mécanique du solide classique ne peuvent s'appliquer que de manière très limitée. En raison de sa grande surface spécifique et de l'importante quantité d'énergie présente dans le contact, le troisième corps réagit rapidement avec son environnement, et est le siège de réactions physico-chimiques complexes.

La notion de « triplet tribologique » permet de résumer le contact. Les trois constituants de ce triplet sont les deux premiers corps en contact, le troisième corps situé à l'interface, et le mécanisme. Le mécanisme impose les forces normales et tangentielles qui s'exercent au sein du contact, mais aussi son environnement physico-chimique. Chaque mécanisme a une raideur et un amortissement propre qui vont influencer sur le contact. Il est donc important de prendre en compte la signature du mécanisme.

Quelques années plus tard, Berthier [Berthier *et al.*, 1988] complète ce travail et développe le concept de « circuit tribologique ». Cette approche considère les débits de matière au sein du contact, et est résumée sur la figure I.19. Différents débits peuvent être identifiés :

- D_{si} : Débit source interne. Particules d'usure provenant des 1^{ers} corps.
- D_i : Débit interne. Particules de 3^e corps circulant à l'intérieur du contact.
- D_e : Débit d'éjection. Particules de 3^e corps qui sortent du contact.
- D_r : Débit de recirculation. Particules de 3^e corps éjectées du contact et qui y rentrent à nouveau.
- D_u : Débit d'usure. Particules de 3^e corps qui quittent définitivement le contact.
- D_{se} : Débit source externe. Particules de 3^e corps apportées de l'extérieur du contact et y entrant.
- D_p : Débit plastique. Ce dernier est particulier, car il représente les écoulements plastiques des premiers corps, et a été proposé plus tard [Saulot, 2005].

On peut diviser chacun de ces débits en deux sous-débits D_{Lat} et D_{Long} , respectivement, les débits latéraux et longitudinaux par rapport à la direction de frottement. Les débits sont difficiles à mesurer expérimentalement, car le contact est par nature fermé au monde extérieur, surtout dans le cas du fretting. Certains essais avec des premiers corps transparents [Descartes et Berthier, 2002 ; Charlery, 2014] ont permis de caractériser le troisième corps. Il peut, dans la plupart des cas, être assimilé à un matériau granulaire, dont il est possible d'étudier la morphologie et la rhéologie. Les particules constituant le troisième corps peuvent être plus ou moins adhésives et plus ou moins ductiles. La ductilité caractérise la capacité du troisième corps à s'étaler dans le contact.

Le coefficient de frottement dépend du comportement du troisième corps, et notamment de sa rhéologie [Berthier, 2005 ; Descartes *et al.*, 2005]. Cette rhéologie découle des contraintes subies par le troisième corps, et notamment de la vitesse de glissement relatif entre les deux premiers corps et la pression de contact.

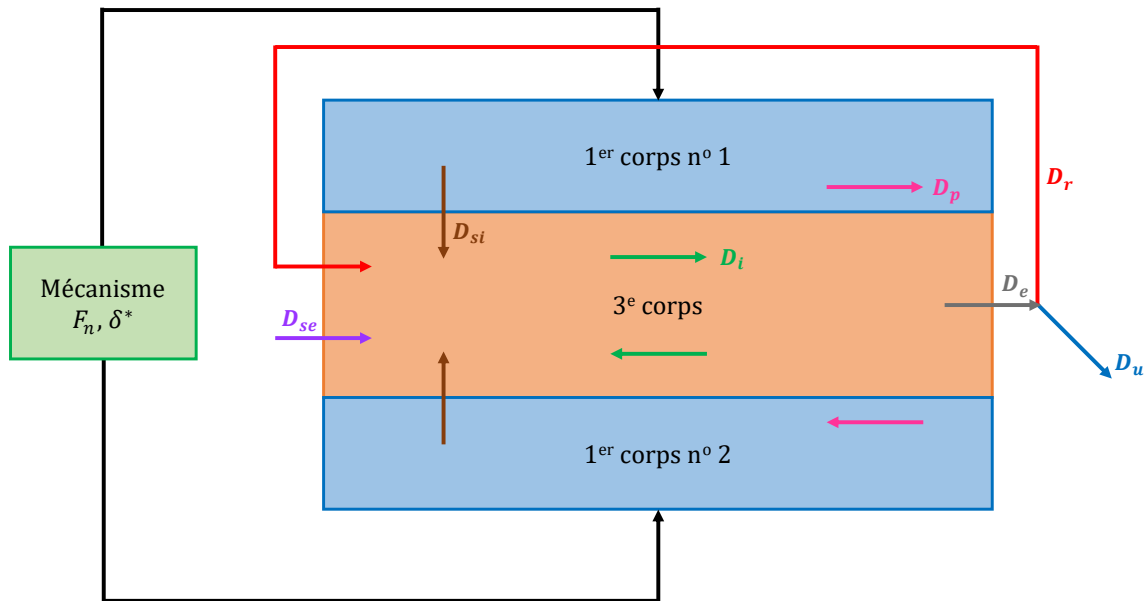


Figure I.19 – Circuit tribologique.

Lors d'un contact frottant, les deux corps ont une certaine vitesse relative. Cela signifie qu'une zone du contact accommode les vitesses. La notion de mécanisme d'accommodation permet de rendre compte de cette réalité physique [Berthier *et al.*, 1988]. Six sites d'accommodation peuvent être définis :

- S_1 et S_5 : Les deux premiers corps ;
- S_2 et S_4 : L'écran entre les premiers corps et le troisième corps ;
- S_3 : Le troisième corps ;
- S_0 : Le mécanisme.

Les sites S_2 et S_4 peuvent traduire différentes réalités physiques, comme la TTS (transformation tribologique superficielle) [Simon, 2014], les tribocouches (en anglais *glaze layer*) [Dreano, 2019], certains tribofilms [Frache *et al.*, 2021], ou des dépôts d'oxydes et de contaminants. La définition du terme d'*écran* varie grandement selon les auteurs.

L'accommodation des vitesses peut se faire de quatre manières :

- M_1 : La déformation élastique ;
- M_2 : La rupture normale ;
- M_3 : La déformation plastique ;
- M_4 : Le roulement.

Le mode M_1 correspond à une déformation élastique, c'est-à-dire que cette déformation est réversible si les forces externes cessent d'être appliquées au contact. *A contrario*, les trois autres mécanismes d'accommodation sont irréversibles. Le mode M_2 se traduit ordinairement par la formation et l'ouverture de fissures. Dans le cas du fretting, ce mécanisme d'accommodation peut suffire à accommoder les vitesses, contrairement aux autres types de frottement où ce mode est généralement associé à un autre mode d'accommodation. Le mode M_3 désigne une accommodation plastique, c'est-à-dire que les déformations sont

permanentes. Enfin, le mode M_4 est dû à la présence de corps roulants dans le contact, à la manière d'un roulement à billes.

Il est ainsi possible de résumer l'accommodation d'un contact par un site S_i et un mécanisme M_j . Par exemple, un mécanisme d'accommodation S_1M_1 traduit la déformation élastique du premier corps, tandis que le mécanisme S_3M_4 désigne le roulement des particules de 3^e corps dans le contact. Ces différents mécanismes ont été mis en évidence expérimentalement [Berthier, 1990] et sont résumés sur la figure I.20.

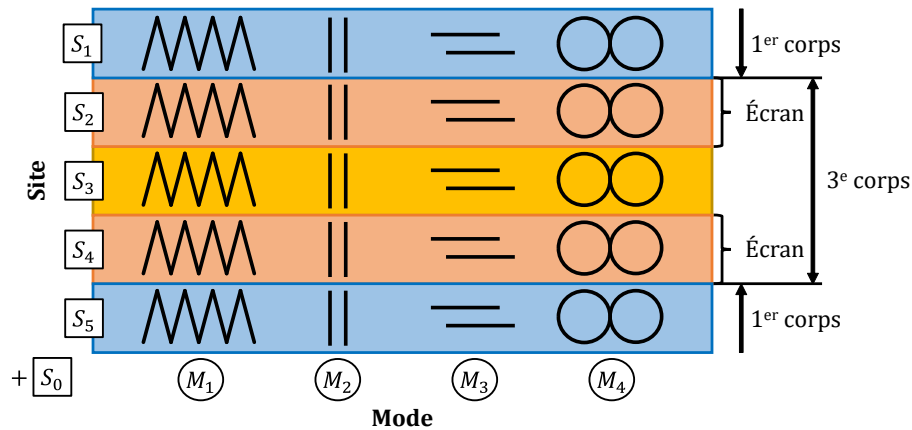


Figure I.20 – Sites et modes d'accommodation.

Cette approche du troisième corps est maintenant utilisée dans de nombreux domaines, allant de la prothèse de genou [Sava *et al.*, 2018] au cisaillement dans les failles sismiques [Casas *et al.*, 2022].

3.3 Caractérisation expérimentale du troisième corps et de l'extrême surface

Les propriétés mécaniques du troisième corps sont difficiles à caractériser, pour plusieurs raisons. Tout d'abord, lorsqu'il sort du contact, ou quand il est observé à la fin de l'essai (« *post mortem* »), il a perdu sa fonction (voir paragraphe 3.2.3, le troisième corps n'est plus soumis aux mêmes contraintes de pression, cisaillement et température) et est modifié par des réactions physico-chimiques au contact de l'environnement (oxydation par exemple). Cela est d'autant plus vrai dans le cadre du fretting, car l'intérieur du contact est peu contaminé par l'environnement extérieur [Baydoun et Fouvry, 2020]. Ensuite, sa nature est très variable, il peut être plus ou moins pulvérulent. Son épaisseur est généralement très fine, inférieure à la dizaine de micromètres.

Afin de mesurer expérimentalement ses propriétés mécaniques (élasticité, dureté, force d'adhésion, etc.), ainsi que celles de l'extrême surface, plusieurs techniques existent. Quelques exemples :

- L'indentation consiste à mesurer la dureté d'un matériau en appliquant une charge connue à la surface du matériau à l'aide d'un indenteur d'une forme précise (sphérique pour un test Brinell, pyramidal pour un test Vickers). La micro-indentation reprend cette même idée en appliquant des charges beaucoup plus faibles, jusqu'à

quelques centaines de micronewtons [Kermouche *et al.*, 2008 ; Tumbajoy-Spinel *et al.*, 2016 ; Colas *et al.*, 2019 ; Thiercelin, 2021].

- Les tests de rayure (ou *scratch test*) sont fréquemment utilisés pour caractériser un matériau. Leur variante en micro- ou nanoscratch permet de déterminer certaines caractéristiques mécaniques de l'extrême surface [Benayoun *et al.*, 2001]. Lors de ces essais, des particules de troisième corps sont émises et peuvent être analysées à l'aide d'observation au microscope et de traitement numérique des images obtenues [Bouchot *et al.*, 2021].
- Les tests de micro-pillar. Ces tests utilisent la découpe FIB (*Focused Ion Beam*, faisceau d'ions focalisé), qui est un instrument qui utilise un faisceau d'ions pour détruire la matière visée. Cette technologie permet de fabriquer des structures microscopiques. La découpe FIB peut ainsi former des colonnes de taille micrométrique, appelées « micro-pillars », sur lesquelles une nano-indentation est réalisée. L'étude de la déformation de cette colonne permet de remonter à la limite d'élasticité de l'extrême surface [Schreijäg *et al.*, 2015 ; Tumbajoy-Spinel *et al.*, 2016].
- Une approche similaire a été proposée récemment [Colas *et al.*, 2019]. Elle consiste à réaliser à l'aide d'une découpe FIB une poutre de taille micrométrique. Un microscope AFM est ensuite utilisé pour faire fléchir la poutre. Un microscope AFM (*atomic force microscope*, microscope à force atomique) est un microscope utilisant une pointe effectuant par exemple un balayage de la surface à étudier pour déterminer point par point la topographie de ladite surface. Dans le cas de la technique présentée ici, un effort est appliqué à l'aide de la pointe AFM à l'extrémité de la poutre, qui se déforme. Des lois simples de résistance des matériaux permettent de remonter au module de Young et à la limite à la rupture du matériau. L'avantage de cette méthode par rapport à la précédente est qu'elle ne nécessite pas une détermination du coefficient de Poisson ν du matériau.
- Enfin, les essais de *peeling* (« pelage ») [Peng *et al.*, 2018] consistent à coller une pièce sur la surface puis à effectuer une traction jusqu'à la décohésion de cette surface avec son substrat. Cela permet de quantifier la force de cohésion.

Les méthodes présentées ci-dessus sont des méthodes permettant une caractérisation des propriétés mécaniques des matériaux à l'échelle micrométrique, qui peuvent dialoguer avec une simulation en éléments discrets. Il existe de nombreuses autres méthodes de caractérisation des surfaces : Microscopie électronique à balayage avec spectroscopie de rayon X à dispersion d'énergie (MEB-EDX), tomographie, rugosimétrie, etc.

4 Mécanique des matériaux granulaires

La mécanique des matériaux granulaires permet de décrire la cinématique et la dynamique de matériaux constitués d'un grand nombre de particules distinctes. Ces particules, ou grains, sont solides. Le troisième corps présent au sein du contact peut être représenté comme étant un matériau granulaire ayant certaines propriétés particulières.

4.1 Généralités

Les matériaux granulaires sont présents dans de nombreuses industries, et représentent ainsi près de 70 % des matières premières en masse [Thomas et Bonnefoy, 2012]. On les retrouve dans les mines (minerais), en génie civil (ciment, béton, terrassement...), en agroalimentaire et pharmaceutique (farines, grains, sucre, granules...), mais également dans la nature, allant des dunes aux avalanches en passant par les éruptions volcaniques.

Coulomb fut l'un des premiers à s'intéresser aux matériaux granulaires et notamment à la stabilité des tas de sable [Coulomb, 1776]. Par la suite, d'autres physiciens célèbres se pencheront sur la mécanique des matériaux granulaires, parmi lesquels Faraday [Faraday, 1831], Rankine [Rankine, 1857] et Reynolds [Reynolds, 1885].

Les matériaux granulaires ont un comportement qui peut tantôt ressembler à un solide, un liquide ou un gaz en fonction de leur énergie. Les matériaux granulaires sont particulièrement difficiles à simuler, pour plusieurs raisons. Tout d'abord, la grande quantité de grains présents dans les matériaux granulaires (de l'ordre de 10^5 grains de sucre dans une cuillère) rend les calculs longs. Ensuite, il n'est pas possible de simplement modéliser une échelle macroscopique, car les phénomènes visibles sont issus d'interactions microscopiques. Par exemple, dans le cas de la rupture d'un talus, une très étroite bande de particules est cisailée et rompt, provoquant la rupture du talus. Enfin, en raison de leur nature granulaire, les matériaux granulaires ont une surface spécifique beaucoup plus importante que des solides occupant le même volume apparent. Cela contribue au fait que ces matériaux dissipent beaucoup d'énergie et peuvent réagir fortement avec leur environnement [Mollon, 2015].

Ce comportement très fluctuant dans lequel toutes les échelles influent sur le comportement macroscopique explique qu'il n'existe pas de loi de comportement universelle, contrairement aux solides (loi de Hooke) ou aux fluides (équation de Navier-Stokes).

4.2 Propriétés des matériaux granulaires

Les matériaux granulaires sont constitués d'un ensemble de particules plus ou moins petites. On qualifie de « faiblement disperse », voire de « monodisperse » un échantillon granulaire dans lequel les grains ont une taille similaire (du même ordre de grandeur). À l'inverse, un échantillon dans lequel de nombreuses tailles de grains se côtoient est qualifié de « polydisperse ». Par exemple, les granulats utilisés pour fabriquer du béton sont très fortement polydisperses, allant du ciment de l'ordre de $1\ \mu\text{m}$ de diamètre aux gravillons de $30\ \text{mm}$ de diamètre en passant par le sable de $20\ \mu\text{m}$ à $2\ \text{mm}$ de diamètre. Les

grains n'étant pas forcément sphériques, on emploie couramment la notion de « diamètre équivalent » en granulométrie.

Dans un matériau granulaire au repos, comme pour une dune, les particules s'organisent en formant un empilement plus ou moins ordonné. En raison de la nature poreuse du matériau, le volume apparent et le volume réel du matériau sont différents. La fraction solide F_s , aussi appelée compacité, désigne ainsi le rapport du volume apparent V_{app} occupé par le matériau granulaire par le volume de chacun des solides le constituant V_s .

$$F_s = \frac{V_s}{V_{app}} \quad (\text{I.15})$$

L'ordre de grandeur de la fraction solide de particules sphériques (3D) ou circulaires (2D) varie habituellement entre 0,5 et 0,8 (en 2D [Lagrange, 1773], en 3D [Gauß, 1831 ; Hales, 2005]). Celle-ci peut être plus élevée dans le cas de particules ayant une morphologie non sphérique (ou non circulaire en 2D) ou dans le cas de particules déformables.

Les particules forment au sein du matériau granulaire un empilement aléatoire, dans lequel chaque particule a un certain nombre de voisins. Le nombre de points de contact moyen d'une particule est nommé « nombre de coordination ». Ce nombre dépend énormément de la morphologie des particules : des particules non convexes pouvant par exemple avoir plusieurs points de contact avec le même voisin, ce qui n'est pas le cas des particules convexes. Ceci mène à la notion de « chaînes de forces ». En effet, au niveau du contact entre deux particules, se développent une force normale F_n et – dans le cas de contacts frottants – une force tangentielle F_t . La figure I.21 montre un matériau granulaire soumis à une compression. Plus les grains sont contraints, et plus ils apparaissent clairs. Des chaînes de forces sont visibles, c'est-à-dire des « chemins » par lesquels les efforts sont transmis. Certains grains sont fortement sollicités, tandis que d'autres sont totalement au repos.

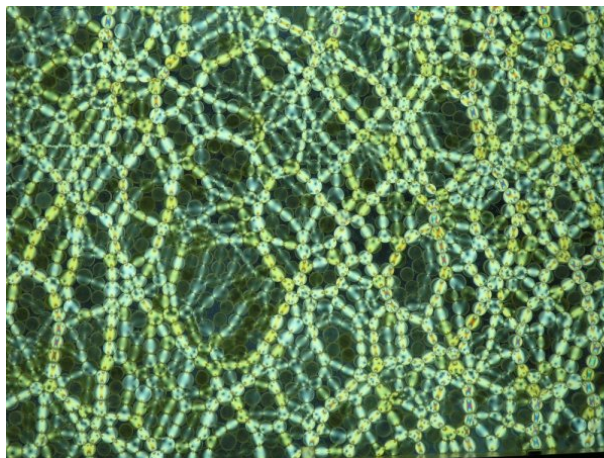


Figure I.21 – *Chaînes de forces visibles expérimentalement par photoélasticimétrie [Behringer et al., 2014].*

4.3 Modélisation numérique par éléments discrets

4.3.1 Définition

Les matériaux granulaires, par leurs comportements particuliers (discontinuité notamment), résistent aux approches de la mécanique traditionnelle pour les modéliser numériquement. Une approche très répandue se nomme « modélisation par éléments discrets », souvent abrégée DEM (*Discrete Element Modelling*)¹. Ce modèle est issu des travaux de Cundall et Strack [Cundall et Strack, 1979], amélioré par la suite par Allen et Tildesley [Allen et Tildesley, 1987]. Il repose sur trois éléments clés :

- Les équations du mouvement de la mécanique classique ;
- La détection de contact entre particules ;
- Le calcul des forces entre les particules.

Chaque grain est indépendant et subit des forces issues des interactions avec les autres grains (contacts, forces de van der Waals, forces électrostatiques...) et des forces venant de l'environnement (gravité, champ magnétique...). Connaissant les forces qui s'appliquent sur un grain, il est ainsi possible de calculer son accélération, et, *in fine*, son déplacement, en appliquant l'équation du mouvement de Newton sur chaque particule i :

$$m_i \cdot \frac{d^2 \vec{u}_i}{dt^2} = \sum \vec{F}_i \quad (\text{I.16})$$

Avec m_i la masse de la particule, \vec{u}_i son vecteur position, t le temps et $\sum \vec{F}_i$ l'ensemble des forces qui s'appliquent sur la particule. Ce modèle est extrêmement flexible : en modifiant l'expression de \vec{F}_i , il est possible de représenter de nombreuses physiques. Il peut également simuler des dynamiques très diverses, allant du quasi statique (équilibre d'un tas de sable) au collisionnel violent (impact de météorite). La faiblesse majeure, en partie surmontée par la puissance de calcul actuelle, vient du temps de calcul de telles simulations. Représenter à l'aide de ce modèle à un très grand nombre de particules relève souvent d'une gageure.

4.3.2 Loi de contact

Un des points clés de la DEM est de modéliser les interactions entre les particules, et notamment leurs contacts. Deux particules i et j circulaires, de centre C_i et C_j et de rayon R_i et R_j respectivement, sont en contact. Au niveau de leur point de contact C , s'applique une force de réaction F_{ij} , avec une composante normale F_n et une composante tangentielle F_t (voir figure I.22).

Les particules sont considérées comme indéformables. Dans la réalité, les particules se déforment, et par réaction génèrent des forces de contact, à la manière d'un ressort qui se comprime. Ces déformations sont négligeables dans la majorité des cas. Pour représenter cela en DEM, on considère que les deux particules s'interpénètrent très légèrement, d'une distance δ_{ij} . Un effort de répulsion entre les deux particules est alors modélisé par un

1. Les simulations de dynamique moléculaire (MD) sont proches, mais s'appliquent à des échelles beaucoup plus petites. Elles seront abordées dans une partie distincte.

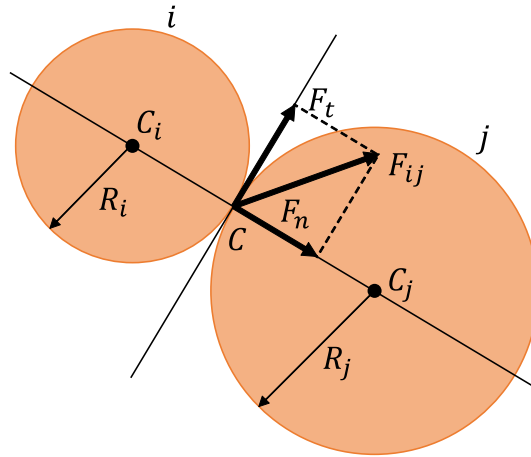


Figure I.22 – Schéma de calcul du contact entre particules en DEM, adapté de [Mollon, 2015].

ressort de raideur k_{ij} . Ainsi, plus les particules s'interpénètrent, plus la force de répulsion qui tend à les séparer devient grande. À l'inverse, lorsque les deux particules ne sont pas en contact, aucune force ne s'applique entre les deux particules. La valeur de la force F_{ij} équivaut donc à :

$$F_{ij} = \begin{cases} 0 & \text{si } \delta_{ij} \geq 0 \\ -k_{ij} \cdot \delta_{ij} & \text{si } \delta_{ij} < 0 \end{cases} \quad (\text{I.17})$$

Il est généralement nécessaire de rajouter de l'amortissement visqueux au sein du contact, ceci afin de dissiper de l'énergie² et représenter plus fidèlement le comportement des matériaux granulaires. Ceci est fait en ajoutant simplement en parallèle à la raideur de contact k_{ij} présentée plus tôt un amortissement visqueux γ_{ij} . Le contact est résumé sur la figure I.23.

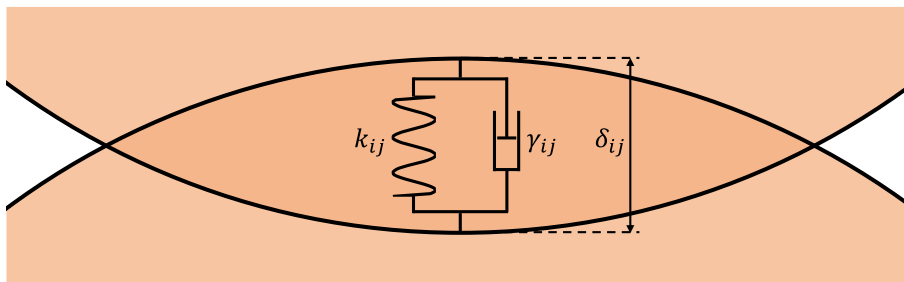


Figure I.23 – Schéma de la loi de contact normale, adapté de [Mollon, 2015].

La valeur de la force F_{ij} équivaut alors à :

$$F_{ij} = \begin{cases} 0 & \text{si } \delta_{ij} \geq 0 \\ -k_{ij} \cdot \delta_{ij} - \gamma_{ij} \cdot \frac{d\delta_{ij}}{dt} & \text{si } \delta_{ij} < 0 \end{cases} \quad (\text{I.18})$$

Des lois plus complexes de contact peuvent être implémentées en DEM, par exemple en ajoutant un effort tangentiel généré par une loi de frottement ou en prenant en compte

2. Cela permet de réduire le temps de calcul et d'éviter les simulations instables.

la rotation des grains. Des forces d'attraction peuvent aussi être définies, de même que des forces de cohésion. Des phénomènes physico-chimiques tels que la capillarité peuvent également être ajoutés. Enfin, dans le cas de morphologies complexes, des adaptations doivent être appliquées, deux particules pouvant être en contact en deux points différents. Ceci peut avoir un impact non négligeable dans le cas de simulations de thermique ou de contacts électriques.

4.3.3 Schéma d'intégration numérique explicite

L'algorithme de calcul en DEM repose le plus souvent sur un schéma de Verlet [Verlet, 1967]. Celui-ci, aussi utilisé pour les simulations de dynamique moléculaire, permet de calculer les trajectoires des particules tout au long de la simulation. Pour cela, l'algorithme part d'un état initial $t = 0$. Les vitesses et les positions des particules i , notées V_i^0 et u_i^0 respectivement à cet instant initial, sont connues. À partir de ceci, il est alors possible de déterminer les trajectoires des particules au pas de temps suivant $t = \Delta t$, puis à $t = 2\Delta t$, etc. Δt est le pas de temps, et désigne l'intervalle de temps entre deux états de la simulation.

Afin d'assurer la stabilité du calcul, les vitesses sont déterminées à chaque demi-pas de temps, tandis que les autres variables (positions, vitesses, accélérations et forces) sont déterminées à chaque pas de temps. Pour connaître la position au pas de temps k , la relation suivante est appliquée :

$$\vec{u}^k = \vec{u}^{k-1} + \vec{V}^{k-1/2} \cdot \Delta t \quad (\text{I.19})$$

Ensuite, la vitesse est déterminée :

$$\vec{V}^k = \vec{V}^{k-1/2} + \vec{a}^{k-1} \cdot \frac{\Delta t}{2} \quad (\text{I.20})$$

Les positions et vitesses des particules étant maintenant connues à l'instant k , il est à présent possible de calculer les efforts de contacts, en utilisant une loi similaire à celles présentées sur les équations (I.17) et (I.18). Les forces étant alors déterminées, il est ensuite possible de calculer l'accélération subie par chaque particule en appliquant la deuxième loi de Newton (équation (I.16)). Il suffit enfin de calculer la vitesse au demi-pas de temps suivant :

$$\vec{V}^{k+1/2} = \vec{V}^{k-1/2} + \vec{a}^k \cdot \Delta t \quad (\text{I.21})$$

On peut à présent calculer les vitesses et positions au pas de temps $k + 1$ en utilisant les valeurs calculées au pas de temps k . L'ensemble du schéma de Verlet est résumé sur l'algorithme I.1, avec N le nombre de pas de temps à simuler.

Aujourd'hui, la DEM est utilisée dans de nombreux domaines, mais les modèles les plus avancés font de plus en plus l'usage de particules déformables, s'éloignant ainsi de la DEM classique. Ceci s'appuie sur un intérêt croissant porté aux matériaux granulaires déformables, aussi bien de manière expérimentale [Dijksman *et al.*, 2017 ; Vu et Barés, 2019] que numériquement [Harthong *et al.*, 2012 ; Nguyen *et al.*, 2017 ; Favier de Coulomb *et al.*, 2017 ; Cantor *et al.*, 2020].

Algorithme I.1 – *Algorithme de Verlet.*

Données : Position \vec{u}^0 , vitesse \vec{V}^0 , accélération \vec{a}^0 et force \vec{F}^0 exercée sur chaque particule.

- 1 Initialisation des variables
- 2 Calcul des vitesses $\vec{V}^{1/2}$ (équation (I.21))
- 3 **pour** k allant de 1 à N **faire**
- 4 Calcul des positions \vec{u}^k (équation (I.19))
- 5 Calcul des vitesses \vec{V}^k (équation (I.20))
- 6 Calcul des efforts de contact \vec{F}^k (équation (I.18))
- 7 Calcul des accélérations \vec{a}^k (équation (I.16))
- 8 Calcul des vitesses $\vec{V}^{k+1/2}$ (équation (I.21))
- 9 **fin**

5 Modélisation numérique de l'usure

Les mesures expérimentales en tribologie, et plus particulièrement en fretting, demeurent principalement limitées à l'étude des variables macroscopiques au cours de l'essai, ou microscopiques après l'essai, et ne peuvent suffire pour parvenir à comprendre finement les phénomènes d'usure au sein du contact. La tribologie numérique est un outil qui permet de s'affranchir des contraintes physiques des expérimentations. Plusieurs stratégies de modélisation numérique existent, et ont chacune des avantages et inconvénients [Jordanoff *et al.*, 2002 ; Renouf *et al.*, 2011 ; Vakis *et al.*, 2018].

5.1 Modèles par éléments finis

Les modèles par méthode des éléments finis (FEM, pour *Finite Element Model*) sont des modèles dans lesquels les corps étudiés sont maillés (finement, dans le cas de la tribologie) et sur lesquels diverses physiques peuvent être appliquées.

Deux approches en tribologie existent pour modéliser l'usure. Ces deux méthodes s'appuient sur un calcul des contraintes et des déformations. À partir de ceci, la première méthode effectue un remaillage complet des corps au fur et à mesure que l'usure avance [Basseville et Cailletaud, 2015] ; tandis que la seconde modifie légèrement la position des nœuds du maillage au fur et à mesure que l'usure progresse [Ding *et al.*, 2004]. Le modèle de *Wear box*, quant à lui, s'appuie sur l'énergie dissipée dans le contact pour appliquer une déformation au maillage [Mary et Fouvry, 2007 ; Paulin *et al.*, 2008].

Cette méthode permet de déterminer numériquement la distribution de pression et l'usure au sein du contact et d'observer leurs évolutions au cours du temps. Ces modèles présentent l'inconvénient de considérer le troisième corps comme directement éjecté du contact, ce qui n'est pas le cas en fretting. Cela génère une surestimation de la largeur et une sous-estimation de la profondeur d'usure. Des modèles ont été proposés pour reproduire l'impact du troisième corps [Ding *et al.*, 2007], mais ne permettent de simuler

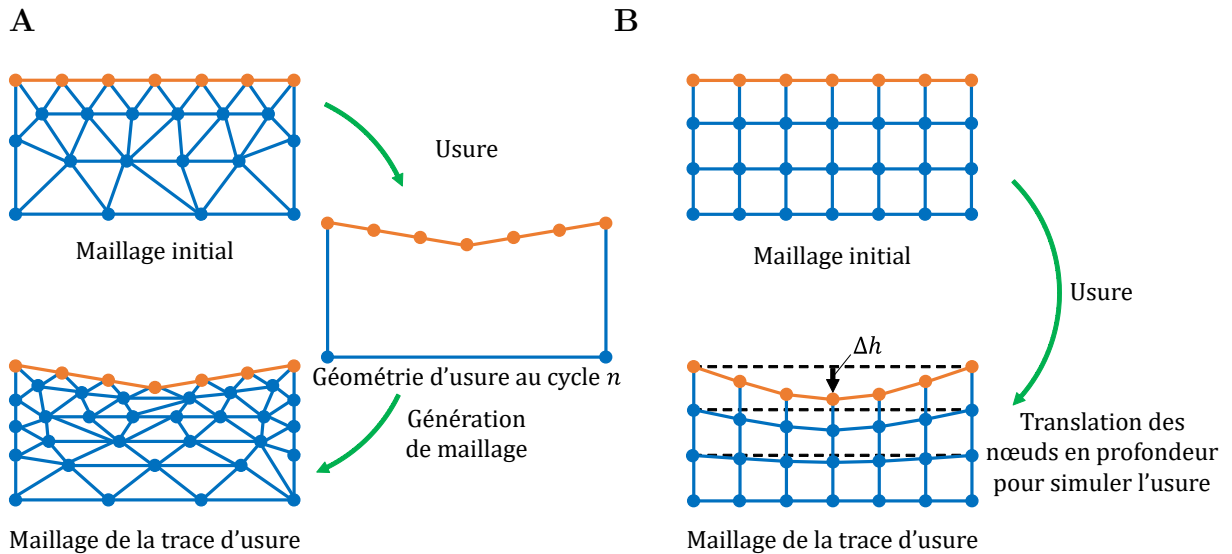


Figure I.24 – **A** : Modèle d'usure avec remaillage complet. **B** : Modèle d'usure avec déplacement des nœuds. Adapté de [Arnaud, 2018].

que de faibles profondeurs d'usures. D'autres modèles simulent des débris de troisième corps en FEM [Ghosh *et al.*, 2016]. Enfin, des modèles d'éléments finis miment la présence de troisième corps en se basant sur l'énergie de friction libérée au sein du contact pour déterminer l'épaisseur de cette couche de troisième corps [Arnaud *et al.*, 2017].

5.2 Modèles en éléments discrets

Les modèles en éléments discrets décrits dans la partie 4.3 peuvent être utilisés pour une modélisation du troisième corps. Celui-ci peut être vu comme étant constitué de particules plus ou moins adhésives et déformables.

Plusieurs approches ont été proposées. La DEM permet par exemple de représenter la dégradation des premiers corps et l'écoulement du troisième corps [Fillot *et al.*, 2007] (voir figure I.25 – A), par exemple dans le cas d'un contact entre la roue d'un train et le rail [Renouf et Fillot, 2008]. Ils permettent aussi de simuler différents corps aux propriétés physiques différentes [Cao, 2011 ; Champagne *et al.*, 2014] (voir figure I.25 – B), les réponses thermomécaniques d'un système [Rivière *et al.*, 2015] ou encore des contacts électriques [Renouf et Fillot, 2008 ; Descartes *et al.*, 2008]. Certains de ces travaux ont été réalisés à l'aide du code de calcul LMGC90 (Logiciel de Mécanique Gérant le Contact) [Dubois et Jean, 2006], qui permet de modéliser aussi bien des corps rigides que déformables, en 2D ou 3D, en s'appuyant sur l'approche NSCD (Non-Smooth Contact Dynamics).

Enfin, un logiciel permettant la modélisation de formes de grains complexes pouvant se déformer de manière extrême a été proposé récemment [Mollon, 2016, 2018]. Ce logiciel, MELODY2D, sera présenté plus en détail dans la partie II.1.

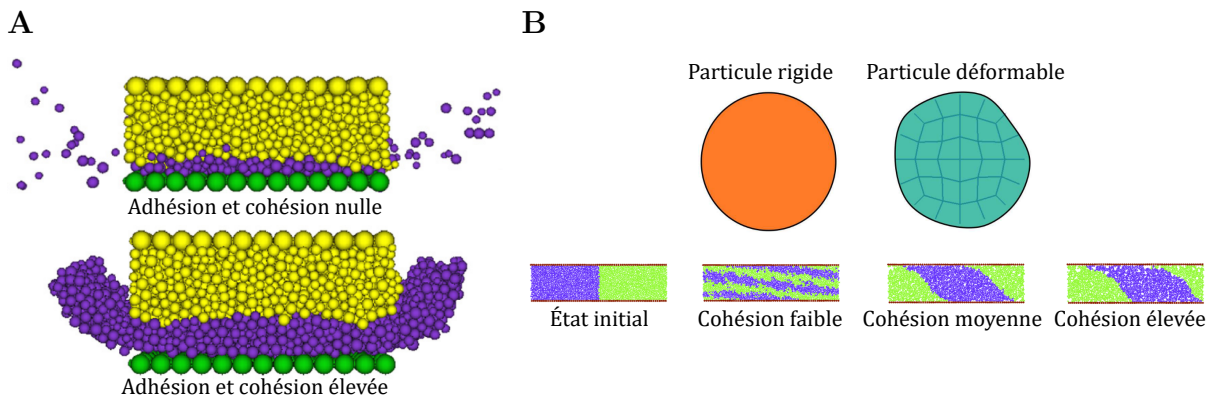


Figure I.25 – **A** : Modèle de troisième corps en DEM avec cohésion et adhésion variable. Le premier corps supérieur (dégradable) est en jaune, le premier corps inférieur en vert et le troisième corps en violet [Fillot et al., 2007]. **B** : Modèle de troisième corps en DEM avec particules rigides ou déformables. Différents « régimes » de troisième corps sont observés en fonction de la cohésion [Cao, 2011].

5.3 Autres modèles

Des méthodes basées sur des modèles semi-analytiques ont été proposées afin de réduire les temps de calcul, permettant ainsi de modéliser l'ensemble du triplet tribologique [Gallego et al., 2010a,b].

Ensuite, certains auteurs optent pour une approche nanoscopique [Robbins et Müser, 2000]. Plusieurs variantes existent, toutes basées sur le déplacement des atomes et des molécules. Les deux plus communes sont les méthodes de Monte-Carlo et de dynamique moléculaire (MD, pour *Molecular Dynamic*). Ces simulations s'appuient sur des lois d'interactions atomiques dérivées de la mécanique quantique [Doucet et Weber, 1996]. Certains modèles proposent ainsi de modéliser l'usure et la formation d'agglomérats au sein du contact [Aghababaei et al., 2016 ; Molinari et al., 2018]. Ces simulations se rapprochent au maximum des connaissances actuelles en physique nanométrique, mais se restreignent à une part infime du contact, du fait du temps de calcul très important.

Des modèles combinent également les modèles présentés plus haut. C'est le cas du couplage FEM/DEM proposé par plusieurs auteurs [Li et al., 2013 ; Renouf et al., 2014 ; Leonard et al., 2014], ceci afin de combiner les avantages des deux méthodes.

6 Problématique industrielle

Afin de résoudre les problèmes d'usure au niveau des portées d'aubes, une approche prédictive a été choisie jusqu'à présent [Mary, 2009 ; Gallego, 2007 ; Van Peteghem, 2013]. De cette approche sont issus les modèles énergétiques macroscopiques présentés dans la section 3.2.2. En s'appuyant sur ceux-ci, des modèles numériques en éléments finis ont permis de simuler le contact et l'usure en fonction de la géométrie des pièces. Cependant, lors d'une campagne d'essais de fretting usure [Navet, 2017], ces modèles ont présenté une dispersion importante, échouant à prédire finement l'évolution du contact en cas de fretting. Ils ne peuvent donc pas suffire pour avoir une approche quantitative de l'usure. Ces modèles sont relativement macroscopiques, et ne sont pas assez fins pour prendre en compte toutes les interactions (mécaniques, thermiques, physico-chimiques...) qui se produisent dans le contact.

La plupart des recherches appliquées dans le cadre du contact aube/disque ont été menées à une échelle macroscopique ou mésoscopique, mais peu à l'échelle microscopique. Les phénomènes microscopiques tels que les débits de troisième corps ou les champs de contraintes locaux jouent certainement un rôle dans l'usure, mais sont mal compris. La figure I.26 présente les états de surface des pièces à la suite d'essais de fretting. Le troisième corps est visible, et présente des aspects très variés : plutôt granulaire à certains endroits, il semble s'être étiré de manière plastique à d'autres. Enfin, on observe, çà et là, la formation d'agglomérats.

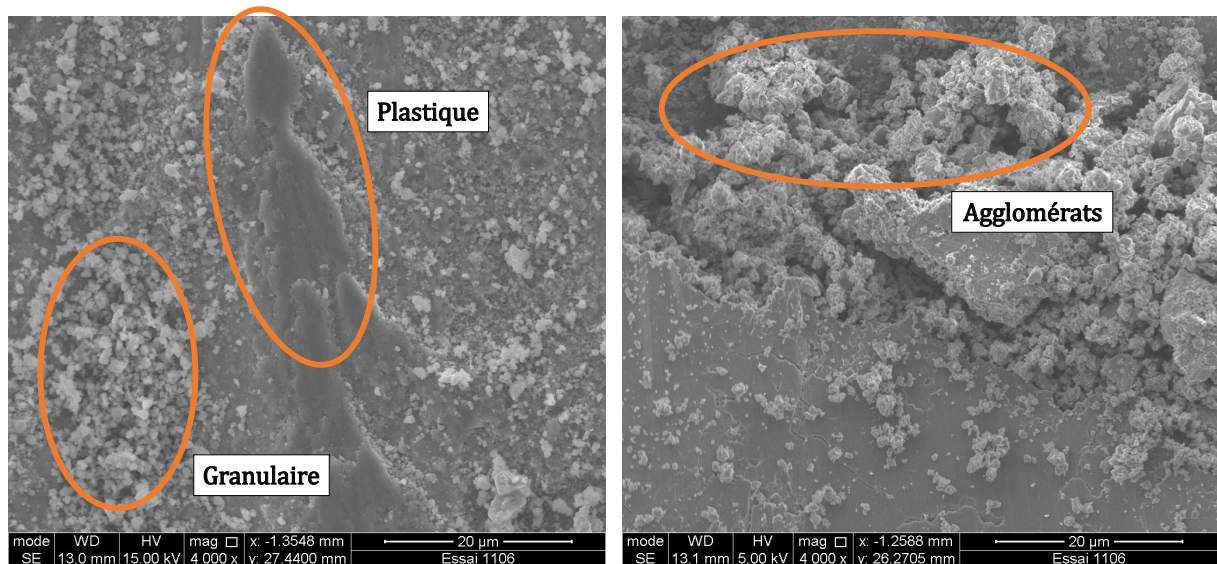


Figure I.26 – Vues MEB de différentes zones d'un contact mécanique après un test de fretting, avec différentes formes de troisième corps.

Cette variété morphologique du troisième corps participe certainement aux sollicitations subies par les premiers corps. Faire le lien entre les modèles microscopiques et les modèles méso- et macroscopiques (voir figure I.27) est donc essentiel pour comprendre comment le troisième corps influe sur l'usure.

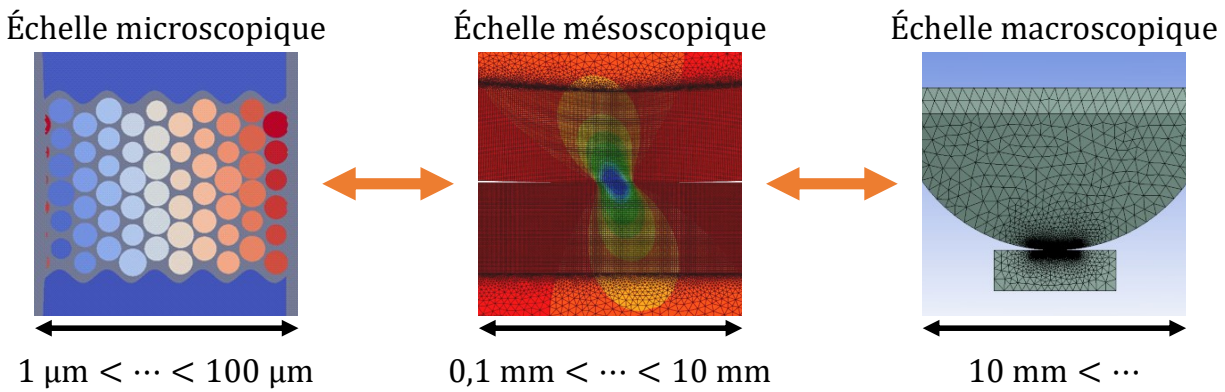


Figure I.27 – Échelles de modélisation du contact, adapté de [Navet, 2018].

7 Stratégie

L'objectif de cette étude est de comprendre le lien entre la vie du troisième corps et l'usure. L'usure est un phénomène très lent au niveau du contact, notamment dans le cas du fretting. Elle ne se produit qu'après un grand nombre de sollicitations subies par les premiers corps en contact. Ces sollicitations génèrent de l'endommagement au sein du contact, qui va finir par provoquer de l'usure.

Pour modéliser le comportement du troisième corps, le logiciel MELODY2D développé au LaMCoS [Mollon, 2016, 2018] est utilisé dans cette étude. Ce même logiciel a précédemment permis de montrer que la raideur et la force de cohésion des particules de troisième corps jouent un rôle très important dans le comportement du troisième corps [Mollon, 2019]. L'objectif sera à présent de déterminer numériquement comment ce comportement agit sur les sollicitations tribologiques.

Le chapitre II présente tout d'abord des résultats obtenus au cours de simulations numériques d'écoulement de troisième corps menées précédemment. Ensuite, afin d'analyser les simulations numériques menées dans le cadre de ce mémoire, de nouveaux outils sont également proposés, notamment la cohérence. Enfin, la technique du mass-scaling, qui permet de diminuer le temps de calcul, est présentée succinctement.

Le détail de l'ensemble des simulations numériques menées dans le cadre de l'étude de ce contact, ainsi que l'analyse des résultats, est décrit dans le chapitre III. Ces simulations permettent de mettre en évidence l'importance de la raideur, de la cohésion et de l'épaisseur de troisième corps dans les régimes d'écoulement de troisième corps, et leur influence sur les sollicitations subies par les premiers corps. À cette fin, un modèle d'endommagement simple est mis en œuvre.

Enfin, les deux paramètres que sont la force de cohésion et la raideur ne sont pour l'instant que des paramètres numériques. Afin de pallier ce manque expérimental, un banc d'essai développé pour l'occasion permet de mesurer ces deux grandeurs sur du troisième corps. Pour valider celui-ci, des poudres modèles sont utilisées dans un premier temps. La conception du banc et son utilisation expérimentale seront abordées dans le chapitre IV.

L'ensemble de la stratégie qui guide cette étude est résumé sur la figure I.28.

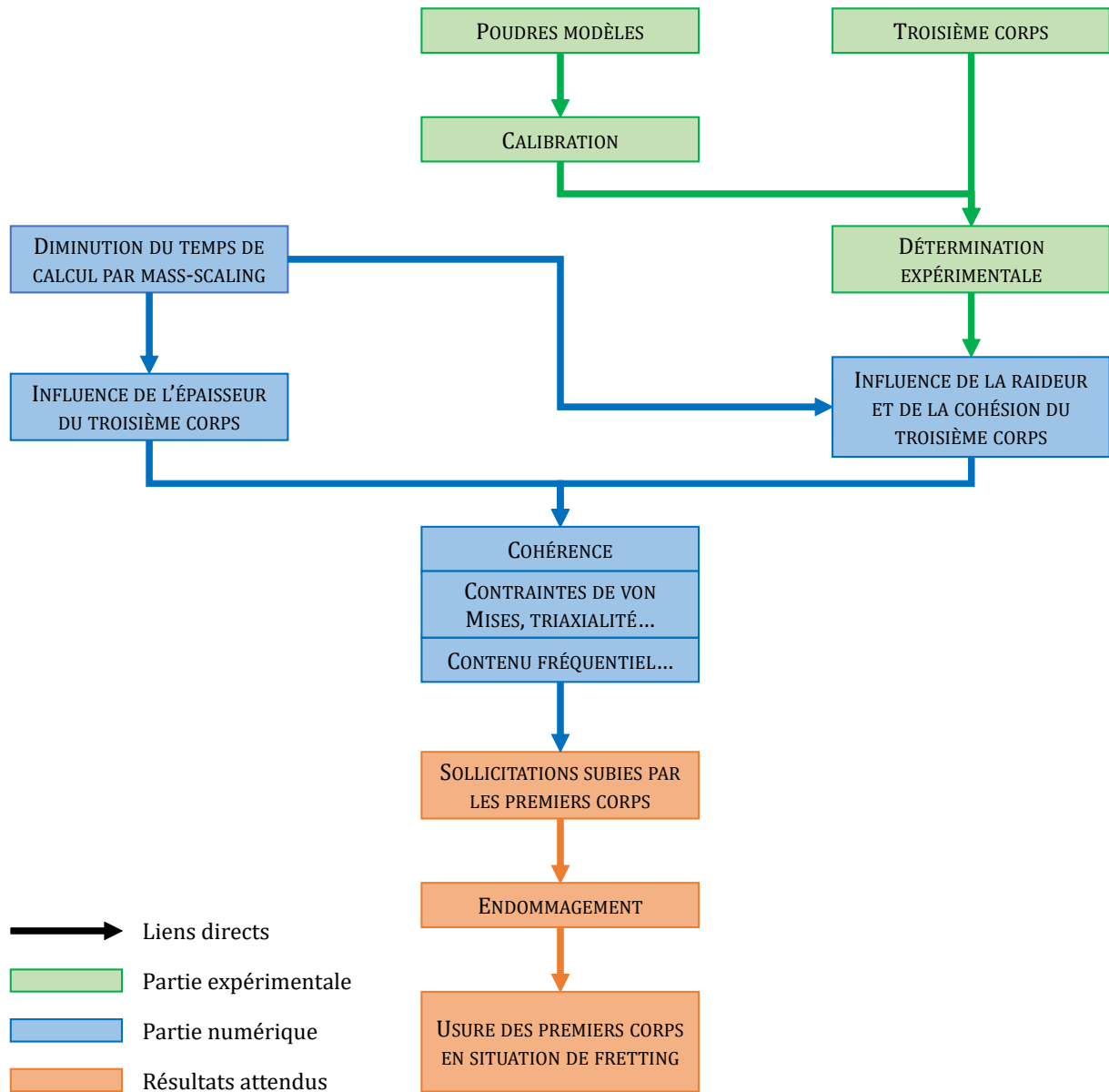


Figure I.28 – Stratégie de l'étude.

CHAPITRE II

OUTILS NUMÉRIQUES DE MODÉLISATION DU CONTACT

Ce chapitre aborde les outils utilisés au cours de cette étude. Le logiciel MELODY2D, développé au LaMCoS, se rapproche des logiciels de DEM classiques et sera présenté dans la partie 1. Une première série d'études réalisée à l'aide de ce logiciel [Mollon, 2019] est présentée dans la partie 2, et a mené une modélisation du contact aube-disque dans le chapitre III. Pour analyser l'influence du troisième corps sur les premiers corps, un outil nommé *cohérence* est abordé dans la partie 3. Cet outil a fait l'objet d'un acte de congrès [Bouillanne *et al.*, 2021b] et d'une publication internationale [Bouillanne *et al.*, 2022d]. Enfin, la partie 4 aborde le mass-scaling, technique numérique qui permet d'accélérer le temps de calcul et qui a été intégré à MELODY2D. Ces travaux ont fait l'objet d'un poster [Bouillanne *et al.*, 2019].

1 Présentation du logiciel MELODY2D

1.1 Présentation générale

Le logiciel MELODY2D (*Multibody ELeMent-free Open code for DYnamic simulations in 2D*) a été développé au sein du LaMCoS (Laboratoire de Mécanique des Contacts et des Structures) pour modéliser un grand nombre de particules, rigides ou très déformables. Son interface se fait *via* le langage MATLAB, tandis que le code principal est en C++ et parallélisé en OpenMP. Le code source est ouvert. Des détails sur sa programmation sont disponibles dans deux articles [Mollon, 2016, 2018].

La DEM classique présente un inconvénient : celle-ci suppose que les particules sont indéformables. Cette hypothèse est valable tant que le chargement imposé est faible devant la raideur du matériau. Dans le cas des applications en tribologie, des pressions très élevées peuvent être atteintes localement, au sein du contact. Cela invalide l'hypothèse de la rigidité des particules. C'est pourquoi le logiciel MELODY2D s'appuie sur une approche *meshfree*, en combinant la relation contraintes-déplacement des éléments finis avec la description discrète des particules de la DEM.

Ce logiciel polyvalent est utilisé dans divers domaines, par exemple pour modéliser l'usure des outils diamantés [Quacquarelli *et al.*, 2021 ; Quacquarelli, 2021] ou pour étudier le frottement au sein des failles sismiques [Casas *et al.*, 2022].

1.2 Modélisation des corps

Les différents corps modélisés par le logiciel sont composés d'un ensemble de nœuds. Un corps indéformable a un nœud qui correspond à son centre de masse et d'autres nœuds qui forment la frontière avec l'extérieur, en alternance avec des segments de contact. Un corps déformable, quant à lui, est composé de nœuds de champ, à l'intérieur du corps, et a, de la même manière que pour les corps indéformables, des nœuds de contacts liés entre eux par des segments. Ces deux types de corps utilisés par MELODY2D sont visibles sur la figure II.1.

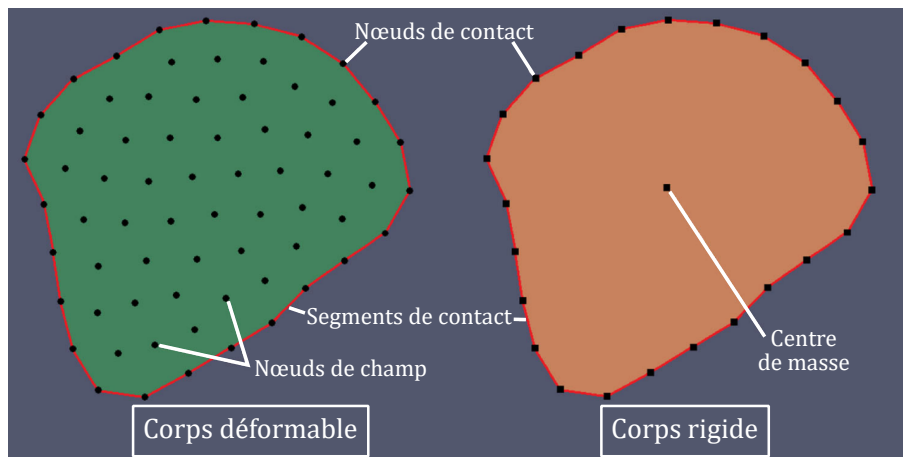


Figure II.1 – Schéma des corps déformables et rigides, adapté de [Mollon, 2018].

À la différence des modèles en éléments finis, les nœuds ne sont ici pas reliés par un maillage. À la place, le déplacement des nœuds est interpolé en utilisant des fonctions de forme *meshfree*. Cela autorise une plus grande liberté de mouvement pour les nœuds, et permet des déformations de particules beaucoup plus importantes [Mollon, 2016].

Différentes lois peuvent être implémentées pour modéliser le déplacement des nœuds dans un corps soumis à des contraintes : des plus simples comme des adaptations de la loi de Hooke à des lois de viscoélasticité ou d'élastoplasticité.

1.3 Modélisation des contacts

Comme pour toute simulation dans laquelle de nombreux corps interagissent, la détection des contacts est un point critique du logiciel MELODY2D. Pour cela, la détection se fait en trois étapes. Tout d'abord, pour effectuer un premier tri, un algorithme de type *sweep and prune* est utilisé. Celui-ci consiste à considérer comme proches deux grains dont les coordonnées sur les deux axes se superposent, comme cela est visible sur la figure II.2 – A. Si deux grains sont considérés comme proches, un deuxième tri est effectué, en comparant la position de chaque nœud-frontière (voir figure II.2 – B). Ces deux tris ne

sont pas effectués à chaque pas de temps, afin de réduire le temps de calcul. Enfin, la troisième étape, celle de la détection de contact à proprement parler, permet de déterminer précisément s'il y a contact et, si oui, à quelle distance de la frontière sont les nœuds.

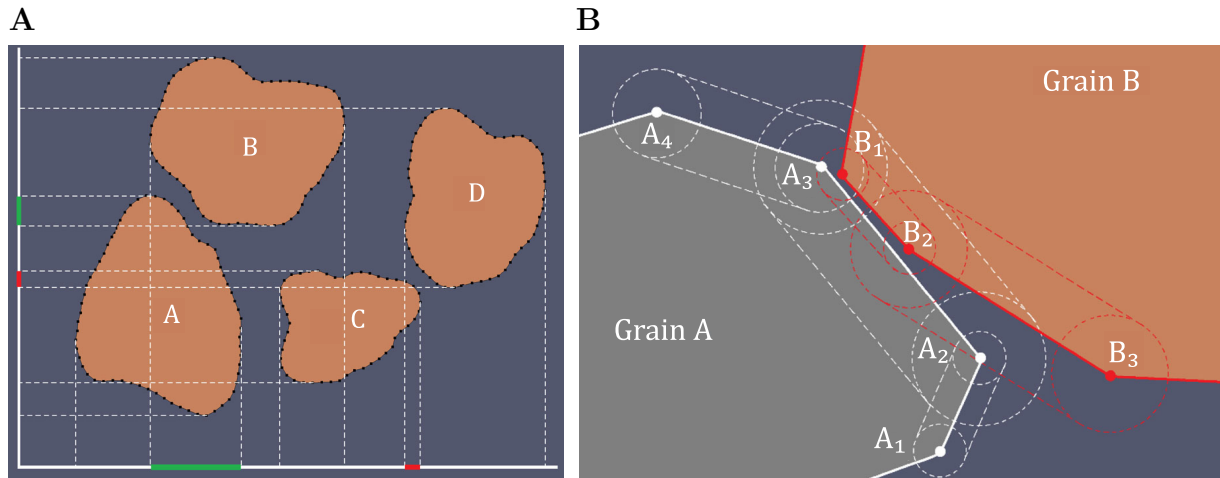


Figure II.2 – A : Schéma du principe de l'algorithme de sweep and prune : les deux seules paires de particules proches détectées sont les couples $A - B$ (superposition en vert sur les axes) et $C - D$ (superposition en rouge sur les axes). **B :** Détection des contours proches : le nœud B_1 est détecté proche des segments A_2A_3 et A_3A_4 , le nœud B_2 est détecté proche du segment A_2A_3 , le nœud A_2 est détecté proche du segment B_2B_3 , et le nœud A_3 est détecté proche du segment B_1B_2 . Schémas adaptés de [Mollon, 2018].

1.4 Solveur

MELODY2D utilise un solveur explicite semblable à l'algorithme de Verlet (voir algorithme I.1). Cependant, ce logiciel a un pas de temps adaptatif, c'est-à-dire que le pas de temps Δt s'adapte aux besoins de la simulation. Cela permet d'assurer la précision tout en limitant le temps de calcul. S'il n'y a aucun évènement significatif, le pas de temps s'élargit, ce qui diminue le temps de calcul. En revanche, si un ou plusieurs évènements ont lieu, le pas de temps se réduit afin d'assurer la précision.

Ce pas de temps est calculé en fonction de l'erreur commise au cours de la simulation. Si l'erreur est importante, alors le pas de temps doit être réduit, et si elle est faible, il peut être augmenté. Pour calculer cette erreur, le solveur fonctionne en demi-pas de temps. Lorsque la simulation est à un instant t et souhaite avancer à l'instant $t + \Delta t$, les nouvelles vitesses et positions des particules sont calculées de deux manières différentes : une première fois de manière directe, c'est-à-dire en calculant directement depuis l'instant t , et une seconde fois de manière indirecte, en calculant d'abord les vitesses et positions à l'instant $t + 1/2\Delta t$, puis en calculant à nouveau à partir de cet instant les vitesses et positions à l'instant $t + \Delta t$. Ceci est résumé sur la figure II.3.

Ce double calcul de position se fait pour un temps de calcul négligeable, et permet d'estimer l'erreur commise par la simulation en mesurant la différence de position entre celle mesurée directement et celle mesurée indirectement. L'erreur $e_i^{j+\Delta t}$ en chaque nœud

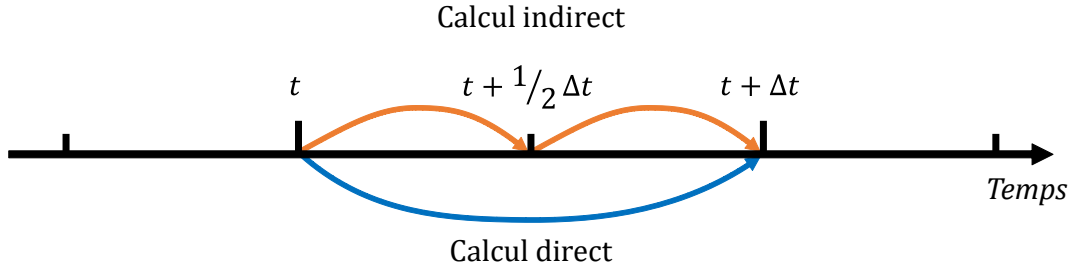


Figure II.3 – Schéma de principe du solveur de MELODY2D.

i à l'itération $j + \Delta t$ peut alors être calculée par :

$$e_i^{j+\Delta t} = \frac{|D u_i^{j+\Delta t} - I u_i^{j+\Delta t}|}{d} \quad (\text{II.1})$$

Avec $D u_i^{j+\Delta t}$ et $I u_i^{j+\Delta t}$ la position du nœud i à l'itération $j + \Delta t$, calculée respectivement directement et indirectement, et d la distance caractéristique entre deux nœuds. L'erreur maximale, c'est-à-dire l'erreur que commet le pire nœud de la simulation, commise à l'itération $j + \Delta t$ est alors :

$$e_{\max}^{j+\Delta t} = \max_i (e_i^{j+\Delta t}) \quad (\text{II.2})$$

Cette valeur est ensuite comparée à une erreur cible, notée e_c :

- Si $e_{\max}^{j+\Delta t} > \alpha \cdot e_c$, l'erreur est trop importante : le calcul est effectué à nouveau, avec un pas de temps plus petit.
- Sinon, le calcul continue à l'itération $j + 2\Delta t$.

Dans tous les cas, le pas de temps à l'itération suivante $\Delta t^{j+\Delta t}$ est modifié :

$$\Delta t^{j+\Delta t} = \Delta t^j \cdot \left(\frac{e_{\max}^{j+\Delta t}}{e_c} \right)^{-\beta} \quad (\text{II.3})$$

Les paramètres e_c , α et β sont des paramètres définis par l'utilisateur. Les valeurs généralement utilisées sont visibles sur le tableau II.1.

Erreur cible e_c	Paramètre α	Paramètre β
10^{-4}	2	0,2

Tableau II.1 – Paramètres du solveur de MELODY2D.

Ces paramètres permettent d'automatiquement accélérer ou de ralentir le calcul, et de rester aussi proche que possible de l'erreur critique sans la dépasser.

2 Régimes d'écoulement de 3^e corps

Cette section vise à expliquer succinctement les résultats d'un article [Mollon, 2019] sur lequel s'appuie une grande partie des travaux présentés ici. L'auteur utilise le logiciel MELODY2D pour tenter de retrouver différentes morphologies de troisième corps – comme celles évoquées dans la partie I.6 – en ne faisant varier que trois paramètres.

2.1 Modèle numérique

Pour étudier l'influence de trois paramètres régissant le comportement des grains, 75 simulations ont été réalisées sur le logiciel MELODY2D avec 2000 grains cisailés entre deux corps. La campagne de simulation vise à reproduire un contact entre deux pièces, séparées par un ensemble de grains, qui représentent des particules de troisième corps (voir figure II.4). Chaque simulation nécessite approximativement deux semaines de temps de calcul. Le modèle est purement adimensionnel.

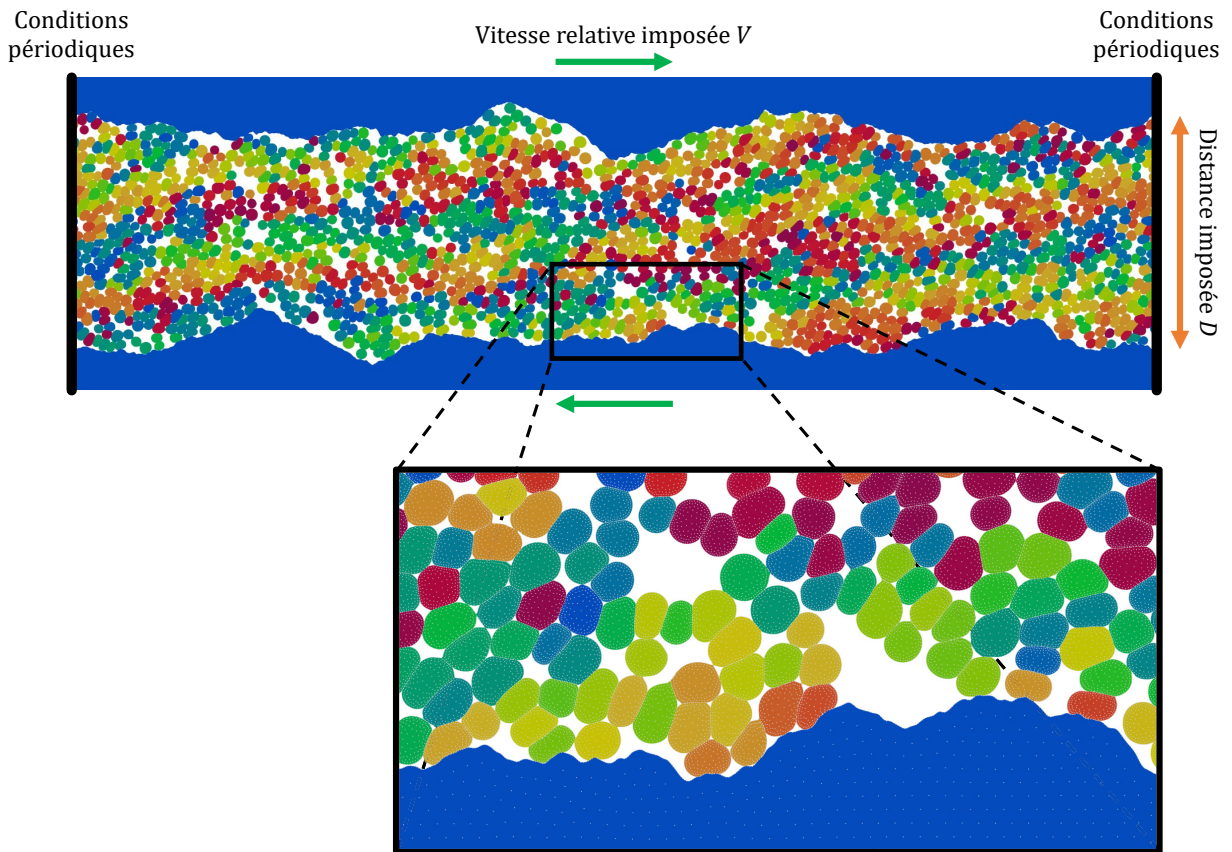


Figure II.4 – Schéma du modèle numérique avec deux premiers corps rigides et un troisième corps représenté par des grains déformables. Les couleurs sont arbitraires et ne servent qu'à distinguer les grains.

Les deux premiers corps sont rigides, ont une longueur de 100 (sans unité, puisque le modèle est adimensionnel), et ont une rugosité autoaffine. Les grains, quant à eux, suivent une loi hyperélastique de type néo-hookéen. Ceci leur permet de subir de très grandes déformations et rotations. Leur diamètre moyen est d'une unité. La loi néo-hookéenne considère deux paramètres principaux, qui sont le module de Young E et le

coefficient de Poisson ν . Le coefficient de Poisson est fixé à 0,495, ce qui assure une quasi-incompressibilité des particules. Une valeur de 0,5 ne peut pas être utilisée, car cela rendrait la simulation instable. La masse volumique des particules est égale à 1.

La loi de contact entre les particules elles-mêmes, et entre les particules et les parois, est une loi simple de cohésion sans frottement, avec un seul paramètre, c . Ce paramètre, la cohésion, est la force nécessaire, par unité de longueur entre deux surfaces en contact, à séparer deux particules. Les particules suivent les équations du mouvement de Newton, et se déforment en suivant les lois de la mécanique des milieux continus. Aucune force de pesanteur ou autre force extérieure n'est ajoutée.

Pour rendre la simulation stable, de l'amortissement est ajouté *via* le paramètre α de Rayleigh. α est le coefficient de proportionnalité entre la matrice de raideur et la matrice d'amortissement. Du fait de cet amortissement, le comportement des particules est semblable à celui d'un modèle viscoélastique de Kelvin-Voigt. Ce paramètre ressemble à la viscosité de la mécanique des fluides, et permet de décrire le comportement d'un solide soumis à un cisaillement. Cette propriété est souvent ignorée en mécanique du solide, car son observation ne peut être faite qu'à des taux de cisaillement très élevés, situation rencontrée dans de rares cas, dont en tribologie.

La distance entre les deux premiers corps est imposée et est notée D . Une vitesse tangentielle relative entre les deux premiers corps $V = 1$ est appliquée. Le premier corps supérieur se déplace vers la droite à $V/2$, tandis que le premier corps inférieur va vers la gauche à $-V/2$. Du fait de cette vitesse tangentielle, l'ensemble des particules est cisailé, et va accommoder les vitesses tout en transmettant les charges entre les deux premiers corps, à la manière du troisième corps dans un contact.

Des conditions périodiques sont placées de part et d'autre de la simulation. Pour chacune des 75 simulations, trois périodes spatiales sont simulées, ce qui correspond donc à 300 unités de temps. Une unité de temps est notée ΔT . Afin de s'assurer que le régime est établi, seules les 200 dernières unités de temps ΔT sont considérées.

Les forces normales et tangentielles subies par les premiers corps supérieur et inférieur sont calculées au cours du temps et sont notées $F_n(t)$ et $F_t(t)$ respectivement. Cela correspond à la somme des réactions nodales à l'interface de contact. Leur moyenne temporelle est notée $\overline{F_n}$ et $\overline{F_t}$. Le rapport entre ces deux quantités est le coefficient de frottement μ à l'échelle de toute l'interface.

$$\mu = \left| \frac{\overline{F_t}}{\overline{F_n}} \right| \quad (\text{II.4})$$

Ce coefficient de frottement est donc une valeur de sortie de la simulation. Cette approche est une bonne conceptualisation des expérimentations où le coefficient de frottement est une quantité mesurée, qui émerge d'un ensemble de nombreux petits événements locaux. Enfin, les contraintes, qui sont le rapport des forces sur la longueur L (il s'agit de contraintes 2D), sont notées $\overline{\sigma_n}$ et $\overline{\sigma_t}$.

2.2 Espace paramétrique

Trois quantités sans dimension sont étudiées et mènent à divers régimes d'écoulement de troisième corps :

$$\tilde{E} = \log_{10} \left(\frac{E}{\bar{\sigma}_n} \right) \quad (\text{II.5})$$

$$\tilde{c} = \log_{10} \left(\frac{c}{\bar{\sigma}_n} \right) \quad (\text{II.6})$$

$$\tilde{\alpha} = \log_{10} \left(\alpha \cdot \frac{V}{D} \right) \quad (\text{II.7})$$

Ces trois paramètres sont la raideur normalisée \tilde{E} , la cohésion normalisée \tilde{c} et la viscosité normalisée $\tilde{\alpha}$. La raideur normalisée caractérise la résistance aux déformations des particules sous contraintes. La cohésion normalisée décrit la force cohésive entre deux particules. Enfin, la viscosité normalisée permet de prendre en compte la réponse des grains à leur taux de déformation. Les deux premiers paramètres sont normalisés par la contrainte normale $\bar{\sigma}_n$, et le dernier, par le taux de cisaillement moyen dans l'interface, c'est-à-dire V/D . Ces valeurs suivent une échelle logarithmique, elles peuvent être négatives. Une valeur de -1 signifie par exemple que le paramètre est dix fois plus petit que le paramètre de référence. Une valeur de 0 signifie qu'ils sont égaux. Les 75 simulations sont réalisées dans l'espace paramétrique défini par ces trois paramètres, avec $0 \leq \tilde{E} \leq 1,2$, $-1 \leq \tilde{c} \leq 1,4$ et $-3,2 \leq \tilde{\alpha} \leq -1,8$.

2.3 Conséquences de la raideur, de la cohésion et de la viscosité du troisième corps

Au cours des 75 simulations, le coefficient de frottement μ est mesuré. La figure II.5 montre l'évolution de μ en fonction des trois paramètres. Le coefficient de frottement a une étendue très large, allant de $0,1$ à plus de $1,0$, mais demeure dans la gamme typique observée dans les cas des contacts secs. L'augmentation de la viscosité $\tilde{\alpha}$ mène à une augmentation générale du coefficient de frottement. En particulier, lorsque $\tilde{\alpha} \approx -1,8$, un maximum de coefficient de frottement est observé aux alentours de $\tilde{E} \approx 0,7$ et $\tilde{c} \approx 0,7$ (c'est-à-dire que le module de Young des particules et la force de cohésion entre les particules sont grossièrement dix fois plus élevés que la contrainte normale appliquée).

Ces trois paramètres influent très grandement sur l'écoulement et la microstructure du troisième corps. La figure II.6 montre différentes structures cinématiques, en fonction de \tilde{E} et \tilde{c} , $\tilde{\alpha}$ étant fixé à $-1,8$.

Les huit figures notées de **A** à **I** sont placées de manière à reconstituer leur emplacement sur la carte visible en haut à gauche. Ainsi, le chemin **D** – **C** – **B** se fait à raideur croissante, et le chemin **E** – **C** – **F** à cohésion croissante. Le cas **A** est un exemple de cas où la cohésion et la raideur sont très faibles. Les particules se déforment beaucoup et occupent tout l'espace, ne laissant aucun pore visible (ceci signifie que la fraction solide

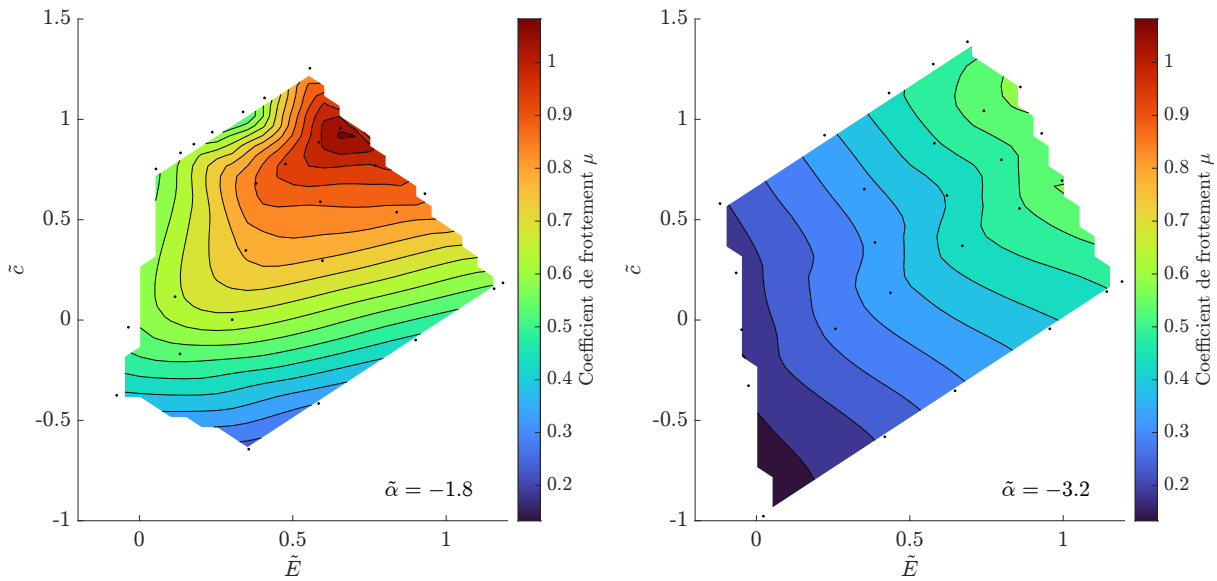


Figure II.5 – Coefficient de frottement μ en fonction de \tilde{E} et \tilde{c} , à $\tilde{\alpha} = -1,8$ et $\tilde{\alpha} = -3,2$.

est très proche de 1). Les particules adoptent une structure avec une direction horizontale privilégiée, ce qui favorise un écoulement parfaitement laminaire. À cause de la très faible cohésion, chaque couche de particules glisse sur les autres, et contribue grandement au faible coefficient de frottement. Dans le cas **B**, les particules se déforment peu, on peut qualifier ce type de régime d'écoulement de troisième corps de « granulaire », car très semblable aux simulations DEM où les particules sont indéformables. Les cas **D** et **F** sont particulièrement intéressants : les particules ont suffisamment de cohésion pour former des agglomérats, comme ceux qui peuvent être vus sur la figure I.26. Ces agglomérats de troisième corps s'écoulent, se cisailent et roulent dans l'interface.

Les autres cas (**C**, **E**, **H** et **I**) sont des cas intermédiaires parmi les cas décrits plus haut. Ces simulations sont qualitativement plutôt cohérentes avec les observations expérimentales de la variété de l'aspect visuel du troisième corps [Navet, 2017 ; Jaza *et al.*, 2021].

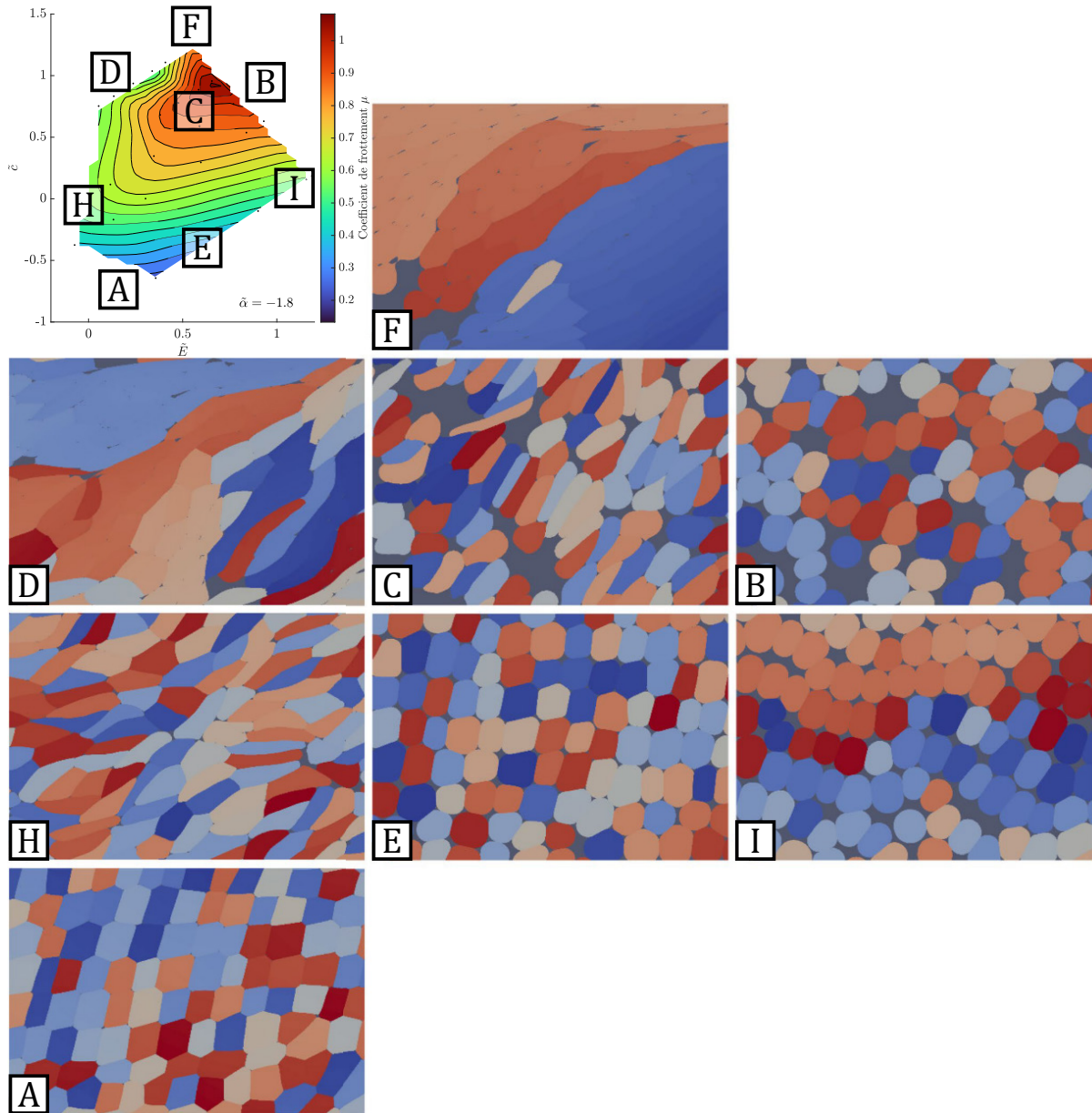


Figure II.6 – Microstructure du 3^e corps en fonction de \tilde{E} et \tilde{c} .

3 Cohérence

Dans certaines simulations, des agglomérats sont observés. Les grains forment des amas de tailles diverses, dans lesquels les particules ont un mouvement semblable à celui d'un corps rigide. Cela signifie que les particules d'un agglomérat ne s'éloignent pas ou ne se rapprochent pas les unes des autres, et conservent un mouvement d'ensemble cohérent. Un exemple peut être vu sur la figure II.7. Les agglomérats sont difficiles à observer sur une succession d'images fixes, mais sont clairement visibles dans les animations (voir les vidéos associées à l'article [Mollon, 2019]).

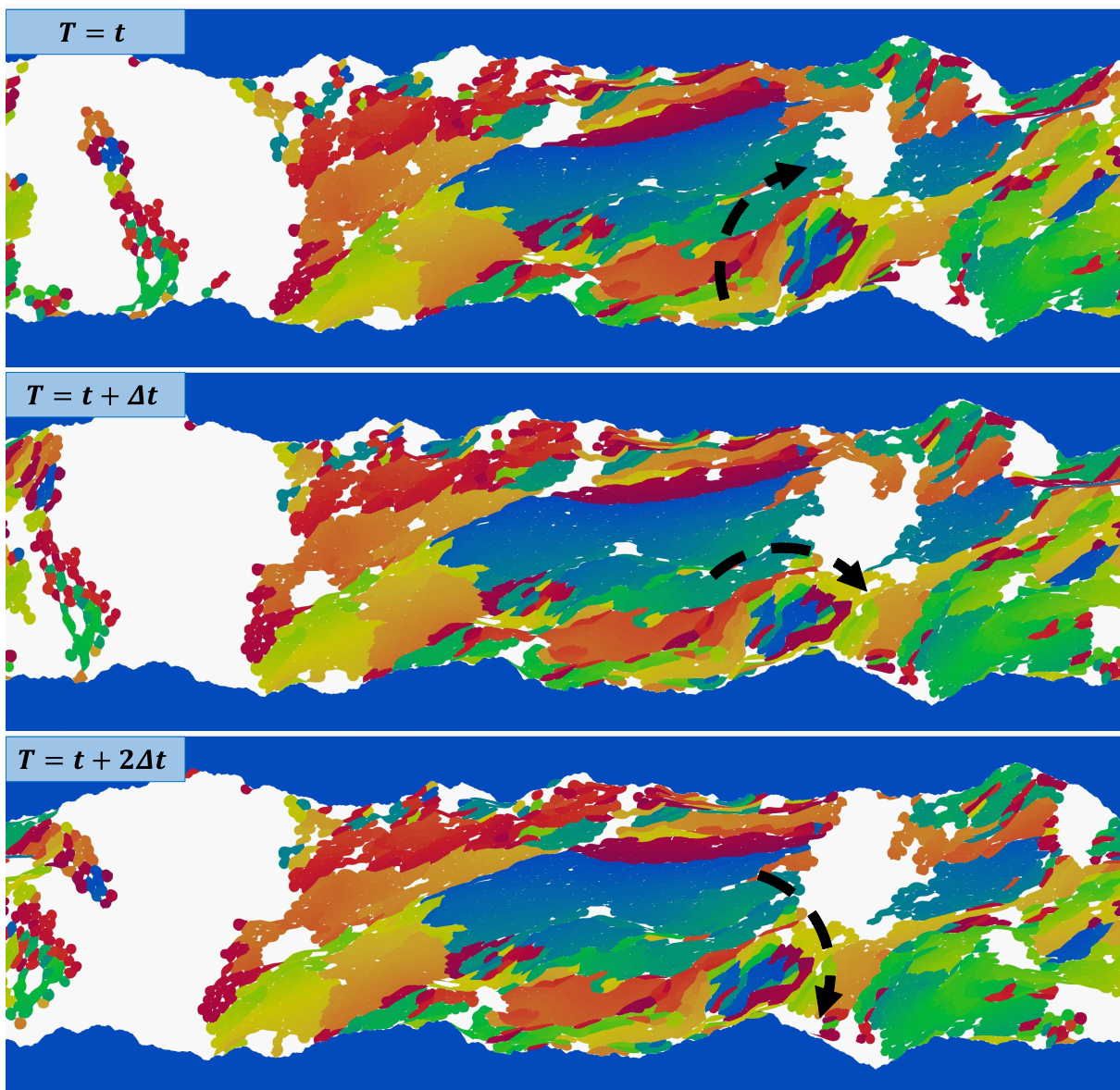


Figure II.7 – Aperçus de la simulation à trois pas de temps successifs, pour $\tilde{E} = 0,24$, $\tilde{c} = 0,94$ et $\tilde{\alpha} = -1,65$. Plusieurs mouvements de corps rigides peuvent être observés.

La caractérisation de la taille de ces agglomérats permettrait d'analyser les conséquences de la rhéologie du troisième corps sur les premiers corps. C'est l'objet de l'outil mathématique présenté par la suite, qui dérive d'outils de détection de vortex utilisés

en mécanique des fluides, adaptés à un matériau granulaire. Des approches expérimentales [Wang *et al.*, 2021] et numériques [Forterre et Pouliquen, 2002 ; Abedi *et al.*, 2012 ; Rognon *et al.*, 2015] de détection de vortex au sein des matériaux granulaires ont été proposées, mais se limitent à des matériaux granulaires rigides.

Les termes d'*agglomérats* et de *vortex* sont complémentaires : *agglomérat* se rapporte à un groupe de particules se mouvant de manière coordonnée, tandis que *vortex* désigne un ensemble de particules tournant autour d'un même point géométrique. Par la suite, les termes d'*agglomérats* ou de *structures* seront utilisés, car les vortex étudiés ici ont des durées de vie beaucoup plus longues que ceux décrits dans la littérature scientifique sur les écoulements granulaires.

3.1 Méthode de calcul

L'identification d'agglomérats dérive des fonctions d'identification de vortex. Ces descripteurs mathématiques ont été proposés dans le cas d'études de vortex en mécanique des fluides, et sont appelés Γ_1 et Γ_2 [Graftieaux *et al.*, 2001 ; Berson *et al.*, 2009]. Ces fonctions comparent le champ de vitesse de particules situées près d'un point central avec celui de particules qui forment un vortex idéal. La fonction nouvellement créée est appelée « cohérence » et repose sur le même concept, mais en comparant le champ de vitesse observé avec celui d'un mouvement de corps rigide idéal.

Afin de faire cela à un instant T de la simulation, un champ de vitesse est interpolé à partir des vitesses mesurées des particules. Cette interpolation est visible sur la figure II.8. Elle est cubique, ce qui permet une continuité en C^2 , et est faite sur une grille eulérienne régulière. La vitesse est interpolée par rapport au centre de gravité des particules, car la vitesse associée à la déformation de ces particules est faible par rapport au mouvement de corps rigide de ces mêmes particules. Le pas de temps utilisé pour calculer les vitesses à partir des positions est d'une unité de temps, ce qui correspond à un taux de cisaillement moyen de 0,05 entre deux calculs. Ceci est un bon compromis entre un pas de temps trop faible (données redondantes) et trop large (masquant la trajectoire complexe des particules).

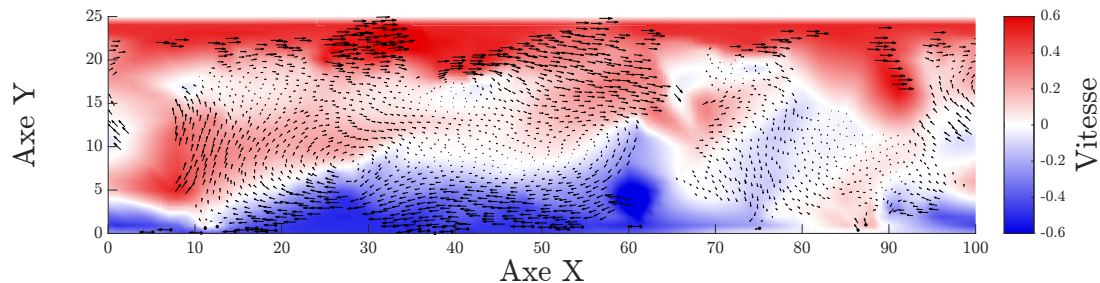


Figure II.8 – Vecteur vitesse de chaque particule de la simulation à l'instant $T = t + 2\Delta t$ (flèches noires), et champ de vitesse interpolé des vitesses des particules (champ coloré).

Le champ de vitesse est discrétisé en un maillage carré, avec un pas spatial de $\Delta x = \Delta y = 1$, et chaque point de ce maillage a une vitesse associée \vec{V} . Une quantité locale, appelée « cohérence », est définie en chaque point. Elle quantifie dans quelle mesure le

champ de vitesse dans le voisinage de ce point correspond à celui d'un mouvement de corps rigide. La cohérence en un point donné P est ainsi calculée en comparant la vitesse de chaque point M situé dans un disque de rayon R et de centre P , avec la vitesse qu'aurait un corps rigide idéal de centre P , de rayon R , et de surface S . L'équation de la cohérence, notée \mathcal{C} , est ainsi :

$$\mathcal{C} = \frac{\int_{M \in S} (\vec{V} - \vec{V}_{moy}) \cdot \vec{V}_{circ} dS}{\sqrt{\int_{M \in S} (\vec{V} - \vec{V}_{moy})^2 dS} \cdot \sqrt{\int_{M \in S} (\vec{V}_{circ})^2 dS}} \quad (\text{II.8})$$

Où $\overline{PM} \leq R$, \vec{V}_{circ} est la vitesse circonférentielle idéale du point M par rapport au point P dans un mouvement de corps rigide (la vitesse angulaire est arbitrairement choisie pour être égale à 1), et \vec{V}_{moy} est la vitesse moyenne de tous les points M appartenant au disque de rayon R . Un schéma de calcul est visible sur la figure II.9.

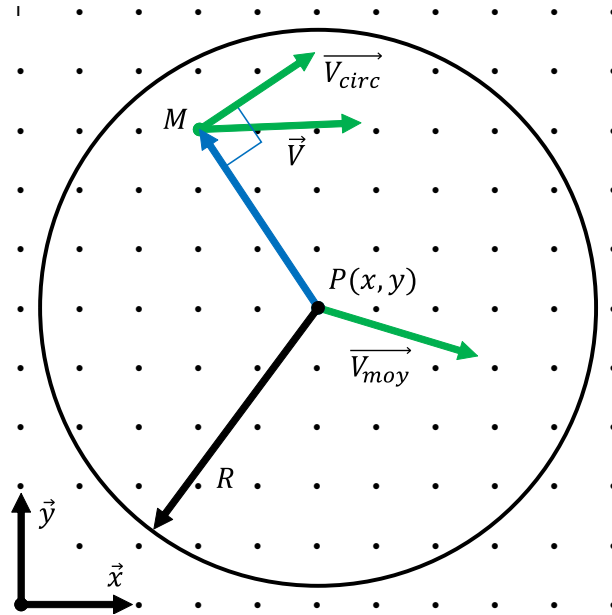


Figure II.9 – Schéma de calcul de la cohérence.

Par construction, $-1 \leq \mathcal{C} \leq 1$. Une cohérence de $\mathcal{C} = 1$ signifie que les particules tournent dans un mouvement de corps rigide coordonné dans la direction positive (anti-horaire), et *vice versa* pour $\mathcal{C} = -1$. Le rayon R du cercle d'interrogation est un paramètre défini par l'utilisateur. Suite à une petite étude d'influence, il semble qu'un rayon de 2 à 3 fois la taille caractéristique des particules permet de détecter les structures tout en gardant un temps de calcul raisonnable.

En répétant cette opération sur toute la simulation, il est possible de déterminer un champ de cohérence, comme cela peut être vu sur la figure II.10 – A, calculé avec le champ de vitesse visible sur la figure II.8. Les zones rouges correspondent à une cohérence proche de 1, et les bleues, à -1. Comme attendu, le champ de cohérence est principalement négatif, car la direction naturelle de rotation due au cisaillement de l'interface est négative dans la convention de signe présente. En appliquant un filtre qui ne sélectionne que les zones

où $\mathcal{C} \geq 0,8$, les agglomérats sont isolés (figure II.10 – B). Il est enfin possible d’empiler ces zones détectées pour observer leur évolution dans le temps (figure II.10 – C). Les structures indépendantes sont identifiées et étiquetées en se basant sur leur connectivité dans l’espace-temps.

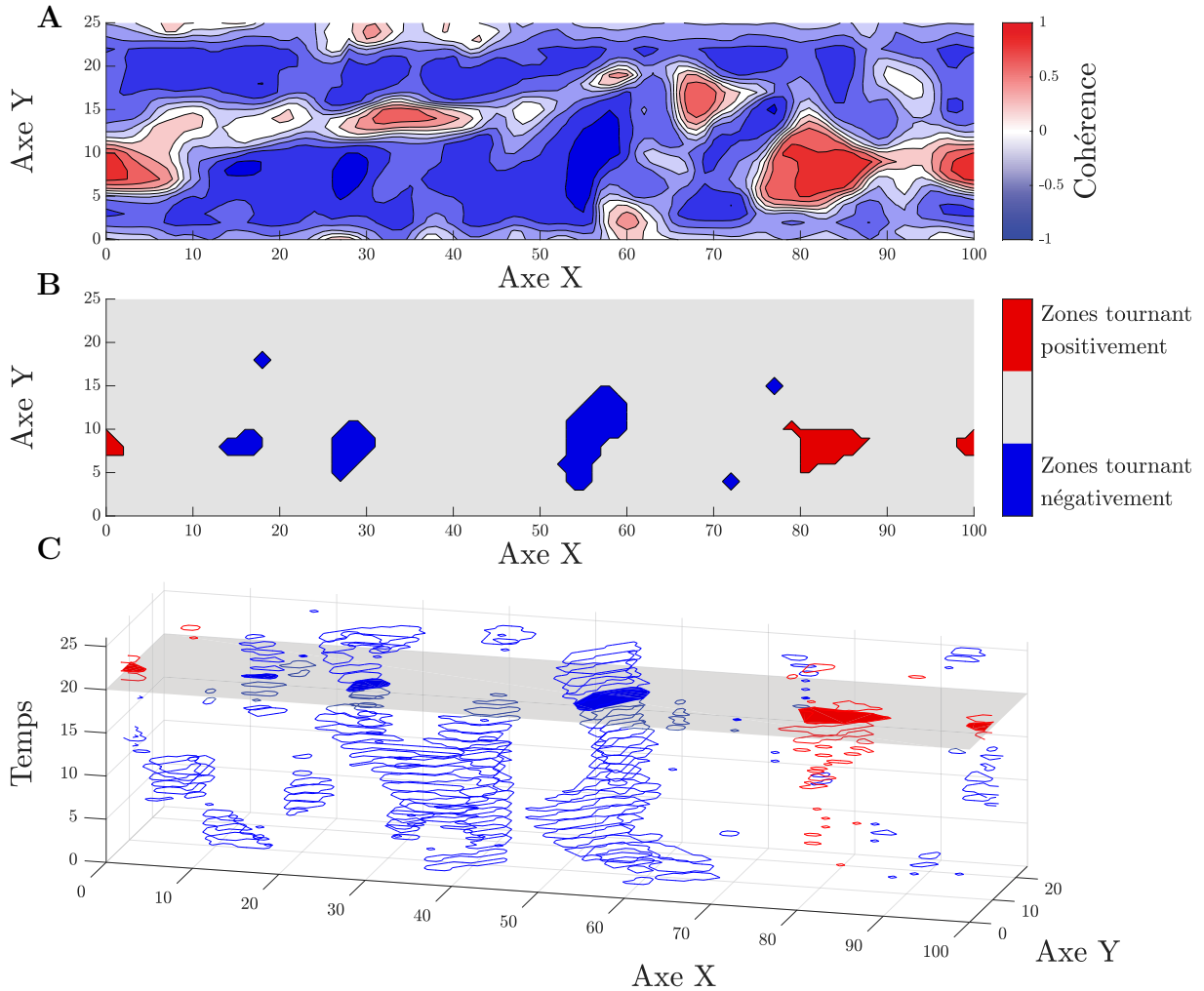


Figure II.10 – **A** : Champ de cohérence extrait du champ de vitesse (figure II.8) à l’instant T . **B** : Champ de cohérence filtré au même instant T , à $|\mathcal{C}| > 0,8$. **C** : Cohérence filtrée et empilée au cours du temps.

Chaque agglomérat détecté est caractérisé par sa cohérence. Une autre propriété additionnelle intéressante à calculer est la vitesse angulaire moyenne, notée ω . Un agglomérat détecté à un instant T peut être associé à un certain nombre de grains lui appartenant. La vitesse angulaire moyenne est calculée en mesurant la moyenne de la composante circonférentielle de la vitesse de chaque grain par rapport au barycentre de l’agglomérat.

$$\omega(x, y, R) = \frac{\sum \frac{\vec{V}_{circ}}{R_i}}{n} \quad (\text{II.9})$$

Où R_i est la distance entre le grain i et le barycentre de la structure, et n le nombre de grains dans cette même structure. La distance entre les deux premiers corps n’étant pas

la même dans toutes les simulations, le taux de cisaillement global n'est pas identique. De ce fait, toutes les structures ne sont pas toutes autant incitées à tourner. Afin de pouvoir comparer la vitesse angulaire des différents agglomérats des différentes simulations, celle-ci est normalisée par ce taux de cisaillement global, V/D . On la note $\tilde{\omega}$.

$$\tilde{\omega} = \frac{\omega}{V/D} \quad (\text{II.10})$$

La normalisation permet de comparer aisément la vitesse angulaire avec le taux de cisaillement global V/D . Si $\tilde{\omega} = 1$, l'agglomérat tourne comme un disque dans un roulement à billes, sans glissement aux contacts. Si $\tilde{\omega} > 1$, il tourne plus vite, et si $0 < \tilde{\omega} < 1$, la structure tourne plus lentement. Enfin, si $\tilde{\omega} < 0$, l'agglomérat tourne dans le sens opposé.

3.2 Application sur un espace paramétrique

La méthode décrite précédemment est appliquée sur les 75 simulations décrites dans la partie 2, page 65, et les champs de cohérence en sont extraits. Sept simulations notables par leur diversité de comportement ont été retenues, sont notées de **A** à **G**, et sont présentes dans l'espace paramétrique représenté sur la figure II.6.

3.2.1 Cohérence empilée

Sur la figure II.11 est représentée la cohérence filtrée et empilée au cours du temps, en suivant la méthodologie décrite sur la figure II.10.

Dans le cas **A**, les particules sont déformables et très peu cohésives. Quelques rares agglomérats sont détectés, et ils tournent tous dans le sens négatif (en bleu). Du fait du cisaillement généré par les deux premiers corps, c'est le sens naturel de rotation. La durée de vie des structures est aussi très faible.

Les cas **B**, **C** et **D** suivent une raideur décroissante. **C** est notamment situé au coefficient de frottement maximum. Les autres paramètres, \tilde{c} et $\tilde{\alpha}$, varient peu. Dans le cas **B**, les structures ne s'étendent pas beaucoup spatialement, mais ont des durées de vie très longues (c'est-à-dire que les structures perdurent). Aucune structure ne tourne dans le sens positif. Pour le cas **C**, les structures sont nombreuses, mais ne sont étendues ni spatialement ni temporellement. Certaines structures tournent dans le sens positif (en rouge), contrairement au cas **A**. Dans le cas **D**, les structures qui tournent dans le sens négatif sont massives, autant temporellement que spatialement. Certains agglomérats tournent dans le sens positif, et ont une durée de vie non négligeable. Avec la décroissance de \tilde{E} , on observe d'abord de nombreuses structures, puis une réduction radicale de leur taille, et enfin l'apparition d'agglomérats larges, nombreux et persistants.

Les simulations **E**, **C** et **F** suivent une cohésion croissante. Le cas **E** est semblable au cas **A**, avec davantage d'agglomérats qui ont une étendue spatiale légèrement plus grande. Le cas **C** est semblable au **E**, tandis que le cas **F** est très intéressant et montre l'impact d'une cohésion importante. Les structures sont très larges, quel que soit leur sens

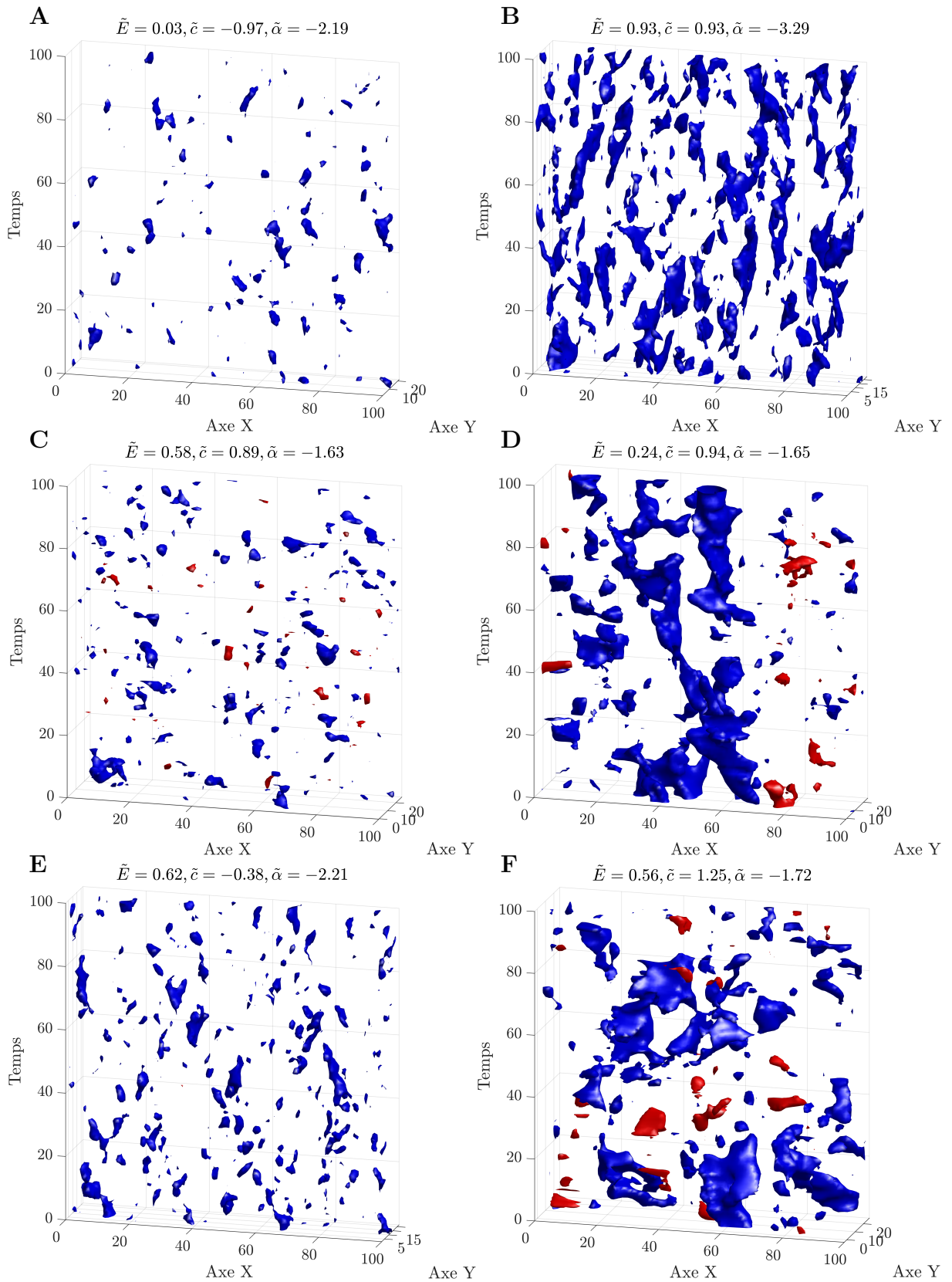


Figure II.11 – A à F : *Cohérence filtrée et empilée au cours du temps pour six simulations caractéristiques. Les structures en rouge tournent dans le sens positif, et vice versa pour les bleues.*

de rotation. La durée de vie de ces agglomérats semble cependant plus courte que pour le cas **D**.

Enfin, le cas **G**, visible sur la figure II.12, est semblable au cas **C**, avec une viscosité moindre. La viscosité $\tilde{\alpha}$ joue un rôle important dans la formation ou non de structures. En effet, dans le cas **G**, les évènements détectés ont une durée de vie beaucoup plus longue et une étendue spatiale plus importante.

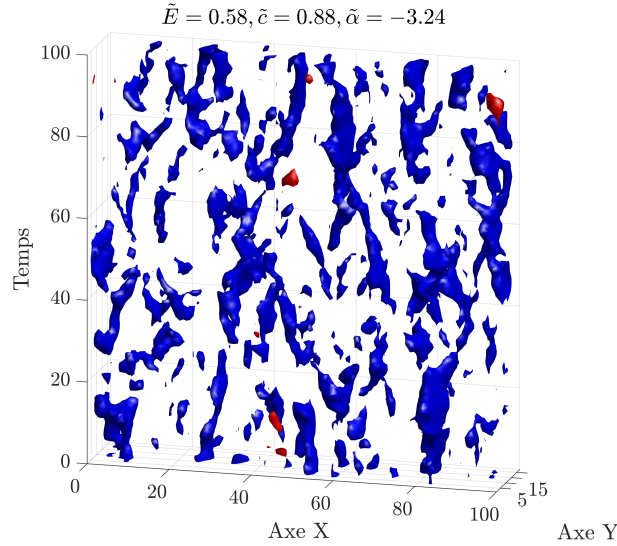


Figure II.12 – *Cohérence filtrée et empilée au cours du temps pour le cas **G**. Les structures en rouge tournent dans le sens positif, et vice versa pour les bleues.*

3.2.2 Taille des agglomérats

La figure II.13 montre la proportion de grains appartenant à une structure par rapport à l'ensemble des grains de toute la simulation. Ce nombre de grains est très dépendant de la cohésion \tilde{c} , et, dans une moindre mesure, à la viscosité $\tilde{\alpha}$. La raideur \tilde{E} semble avoir une influence très faible. La proportion maximale de grains appartenant à un agglomérat est de 11 %, ce qui est plutôt faible. Cela est dû au choix d'un seuil de détection plutôt élevé ($|\mathcal{C}| > 0,8$). Les données doivent être analysées de manière relative et non absolue. Cette proportion de grains dans les structures est un paramètre important qui donne une information sur l'étendue du phénomène d'agglomération.

3.2.3 Vitesse angulaire des agglomérats

La fonction de densité de probabilité (en anglais PDF, de *probability density function*) permet de représenter aisément la répartition d'un paramètre – la vitesse angulaire ou la taille des agglomérats par exemple – dans une simulation donnée. Les données statistiques concernant la vitesse angulaire $\tilde{\omega}$ et le diamètre D sont extraits des sept simulations retenues dans cette partie, et sont visibles sur la figure II.14. Ces fonctions densité de probabilité sont tracées en grains équivalents, c'est-à-dire qu'ils représentent la probabilité pour un grain donné d'appartenir à un agglomérat avec une certaine vitesse angulaire $\tilde{\omega}$ ou un certain diamètre D . Les sept cas ont des profils très différents.

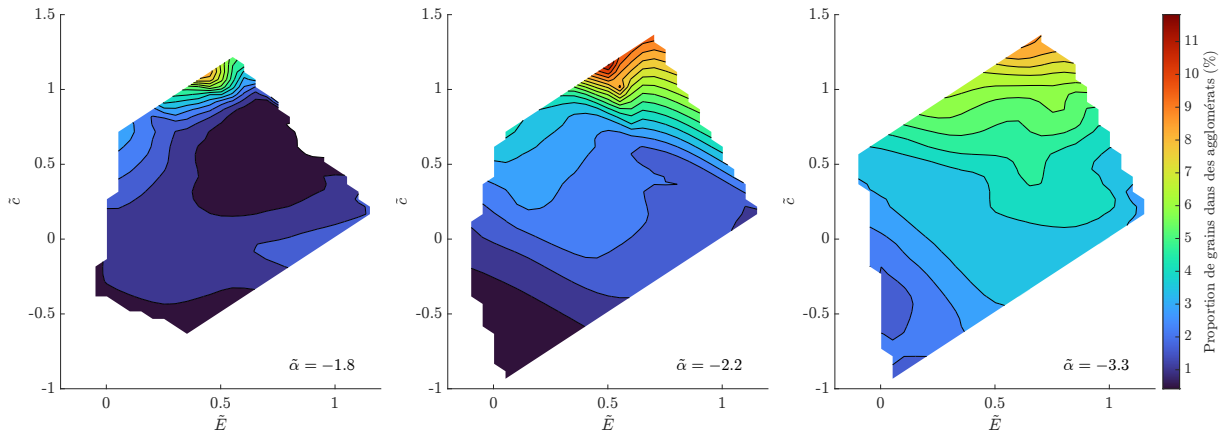


Figure II.13 – Proportion de grains dans des structures en fonction de \tilde{E} et de \tilde{c} , pour $\tilde{\alpha} = -1,8$, $\tilde{\alpha} = -2,2$ et $\tilde{\alpha} = -3,2$.

Les cas **B** (violet) \rightarrow **C** (bleu) \rightarrow **D** (vert), avec une raideur décroissante, montrent que la simulation **C**, celle avec le coefficient de frottement le plus élevé, correspond à une vitesse angulaire minimale, et un nombre de particules appartenant à des structures très faible.

Les cas **E** (bleu foncé) \rightarrow **C** (bleu) \rightarrow **F** (cyan) suivent une cohésion croissante. La simulation **C** est intermédiaire. À faible cohésion, les agglomérats sont nombreux à tourner à une vitesse nulle, tandis qu'à forte cohésion, ils tournent à une vitesse proche de celle induite par le cisaillement.

Le cas **G** (jaune) est semblable au cas **C**, sauf que les agglomérats de la simulation **G** tournent plus vite. Ces deux simulations ont la même raideur et la même cohésion, mais pas la même viscosité. Enfin, dans le cas **A** (orange), il y a très peu de structures, et celles-ci tournent à des vitesses très différentes (grande dispersion). On note que beaucoup de structures tournent plus de deux fois plus vite que ce que le cisaillement induit.

À chacune des 75 simulations peut être attribué un mode de vitesse angulaire $\tilde{\omega}$ qui correspond au pic de la fonction de probabilité de densité associée. Certains liens sont intéressants à observer, par exemple entre \tilde{E} et $\tilde{\omega}$ (voir figure II.15 – A). Aucune corrélation (coefficient de Pearson¹ de 0,22) n'est notée entre ces deux paramètres pour l'ensemble des simulations. Cependant, en séparant les données selon la viscosité normalisée $\tilde{\alpha}$, une corrélation est observable. Celle-ci est plus marquée à faible viscosité (coefficient de Pearson à 0,55 pour $\tilde{\alpha} = -3,2$) qu'à forte viscosité. À raideur faible, les agglomérats semblent avoir tendance à tourner à une vitesse angulaire proche de celle induite par le cisaillement. Il faut cependant noter que certaines simulations produisent des valeurs aberrantes qui ne suivent pas la tendance générale.

Une autre corrélation remarquable est visible sur la figure II.15 – B. La vitesse angulaire des agglomérats paraît liée à la fraction solide F_S (voir équation (I.15)), et ce,

1. Le coefficient de Pearson quantifie la qualité d'une régression linéaire : à 0, il n'y a aucune corrélation, à 1 (ou -1), il y a une corrélation maximale.

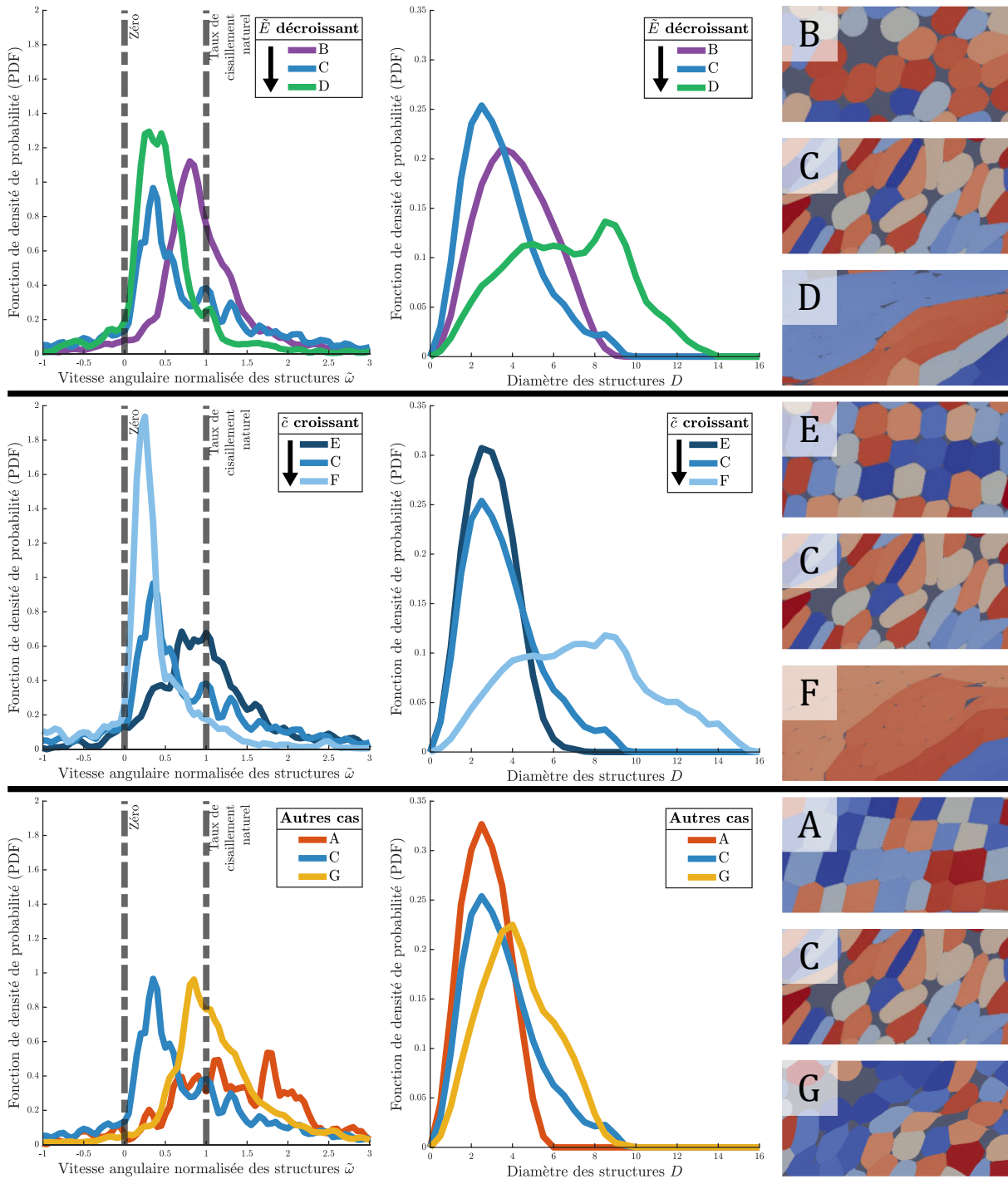


Figure II.14 – Fonction de densité de probabilité de la vitesse angulaire normalisée $\tilde{\omega}$ et du diamètre des structures D des agglomérats pour différents cas.

particulièrement pour les simulations où de nombreuses particules sont dans des agglomérats.

3.2.4 Diamètre des structures

Une façon de quantifier la taille des structures visibles sur la figure II.11 est d'utiliser une représentation cylindrique. Chaque agglomérat détecté est associé à une durée de vie

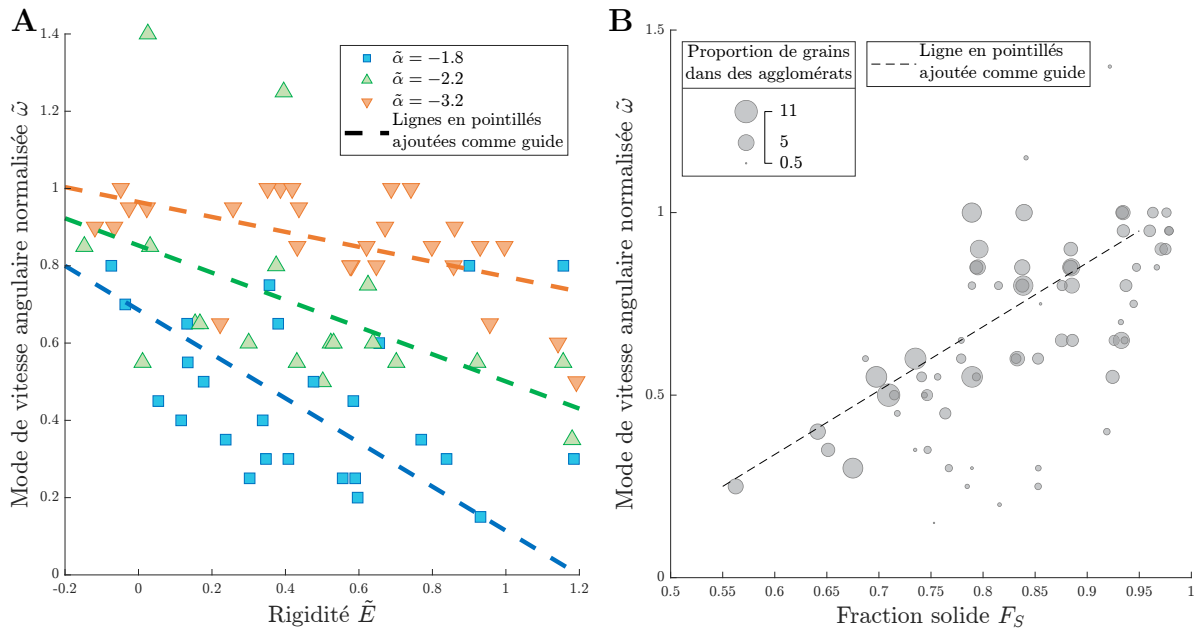


Figure II.15 – **A** : $\tilde{\omega}$ en fonction de \tilde{E} . **B** : $\tilde{\omega}$ en fonction de la fraction solide F_S . La taille des points est proportionnelle à la proportion de grains dans des agglomérats dans la simulation (en %).

\mathcal{V} et un diamètre D . Ce diamètre D est basé sur l'aire moyenne des structures à chaque pas de temps, tout le long de la simulation. Il est ainsi possible de représenter chaque structure comme un cylindre dont sa hauteur est sa durée de vie et son diamètre est son étendue spatiale moyenne. Un exemple de représentation cylindrique peut être vu sur la figure II.16.

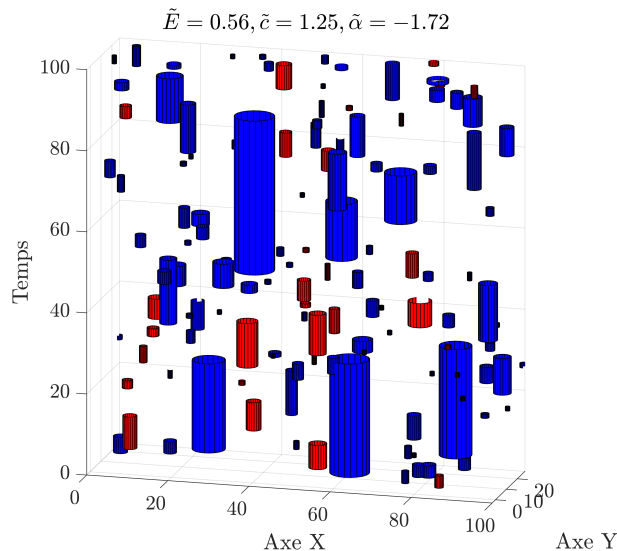


Figure II.16 – Représentation cylindrique des structures détectées pour le cas **F** (voir figure II.11). Les structures en rouge tournent dans le sens positif, et vice versa pour les bleues.

De la même manière que pour la vitesse angulaire, les données statistiques des diamètres sont extraites des simulations étudiées. Ces densités de probabilité peuvent être vues sur la colonne de droite de la figure II.14. Sur la figure où sont représentés les simu-

lations $\mathbf{B} \rightarrow \mathbf{C} \rightarrow \mathbf{D}$ (raideur décroissante), le cas \mathbf{C} correspond à une taille minimale d'agglomérats, tandis qu'il est une étape intermédiaire pour les simulations $\mathbf{E} \rightarrow \mathbf{C} \rightarrow \mathbf{F}$ (cohésion croissante).

Une corrélation intéressante est observée entre la cohésion et le diamètre (le pic sur la fonction de densité de probabilité) des structures (voir figure II.17). Le coefficient de corrélation de Spearman² est plutôt élevé, au-delà de 0,67. Plus la cohésion est élevée et plus les agglomérats sont gros. Ceci corrobore les observations que l'on peut faire sur la figure II.11. La relation entre ces deux variables est non-linéaire, avec une augmentation importante du diamètre des agglomérats quand la cohésion normalisée est supérieure à 0,5.

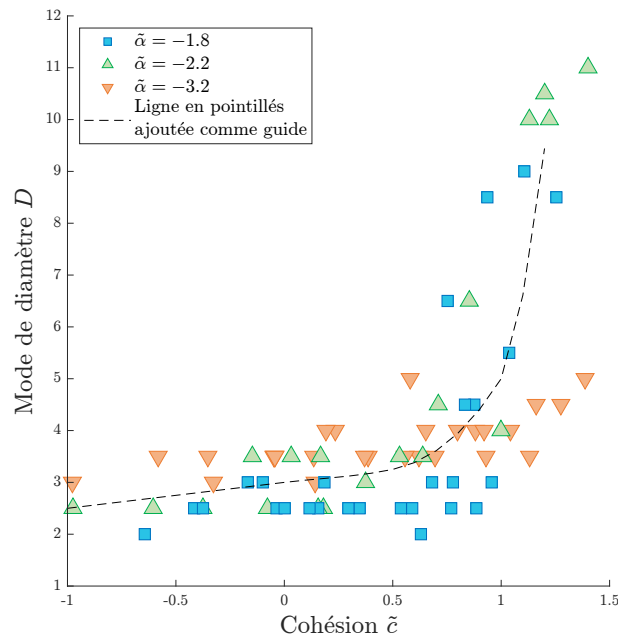


Figure II.17 – Diamètre moyen D des structures en fonction de \tilde{c} .

3.2.5 Coefficient de frottement

Une corrélation est trouvée entre la vitesse angulaire des agglomérats $\tilde{\omega}$ et le coefficient de frottement μ , et peut être vue sur la figure II.18. Le coefficient de Pearson est de 0,70. Un coefficient de frottement important est observé quand la vitesse angulaire est faible. *A contrario*, quand cette vitesse tend vers 1 – quand les agglomérats tournent en suivant le taux de cisaillement naturel du flot –, le coefficient de frottement est très faible.

L'auteur de l'article sur lequel s'appuie cette étude [Mollon, 2019] exprime, à l'aide d'arguments énergétiques, le coefficient de frottement μ comme étant la somme de deux coefficients de frottement partiels : un coefficient de frottement associé aux surfaces, noté μ_S , et un coefficient de frottement associé à la masse – dans le sens de « massif » – noté μ_B (pour *bulk*). Le premier quantifie l'énergie dissipée lors de la création et la destruction

2. Semblable au coefficient de Pearson, le coefficient de Spearman quantifie la corrélation entre deux variables, mais dans le cas où la relation est monotone et pas forcément affine.

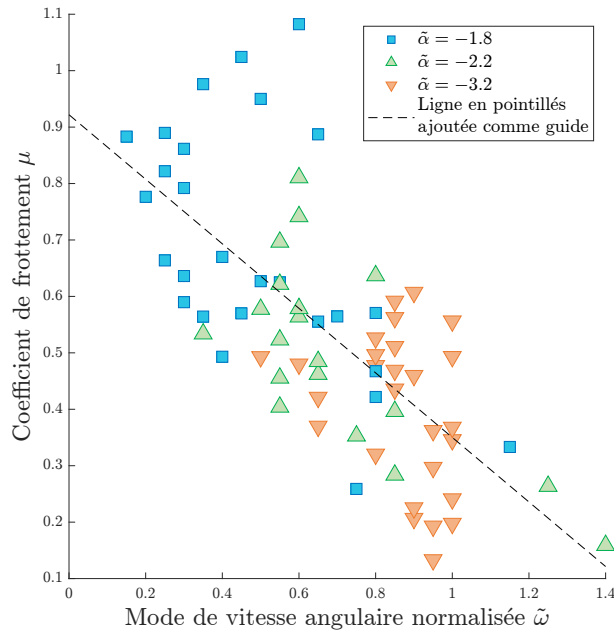


Figure II.18 – Coefficient de frottement μ en fonction de $\tilde{\omega}$.

de surfaces dans le matériau granulaire au cours du cisaillement, et le second, l'énergie dissipée par les déformations inélastiques dans les particules déformables.

$$\mu = \mu_S + \mu_B \quad (\text{II.11})$$

Ces deux composantes sont difficiles à lier avec d'autres paramètres. Cependant, deux corrélations significatives sont observées. Sur la figure II.19 – A, un lien peut être fait entre la vitesse angulaire normalisée des agglomérats et le coefficient de frottement lié à la masse μ_B , avec un coefficient de Pearson de $-0,58$. Plus les structures tournent vite, et moins l'énergie est dissipée dans les corps. Cependant, cette corrélation n'est pas très forte, les simulations présentent une dispersion importante.

Sur la figure II.19 – B, une corrélation claire peut être faite avec le coefficient de frottement lié à la surface μ_S (coefficient de Spearman de $-0,83$). Cette relation est monotone, mais non linéaire. Le coefficient de frottement associé à l'énergie dissipée entre les particules est élevé quand les structures sont petites. Au contraire, lorsqu'il y a de gros agglomérats (quand $D > 4$), ce coefficient de frottement μ_S chute.

3.3 Conclusion sur la cohérence

En se basant sur les résultats quantitatifs présentés dans les parties précédentes, un tableau général des causes et des conséquences de l'agglomération dans les écoulements cisailés de matière granulaire peut être établi. Il apparaît que l'existence d'agglomérats persistants, semblables à des corps rigides dans ce type d'écoulement, est encouragée par la cohésion entre les particules et dans une moindre mesure, par la réponse visqueuse à une déformation de cisaillement (voir figure II.13). Le phénomène d'agglomération est en effet négligeable lorsque \tilde{c} et $\tilde{\alpha}$ sont faibles. La taille des agglomérats est liée à la cohésion (voir figure II.17) : les particules plus cohésives ont davantage tendance à entraîner leurs

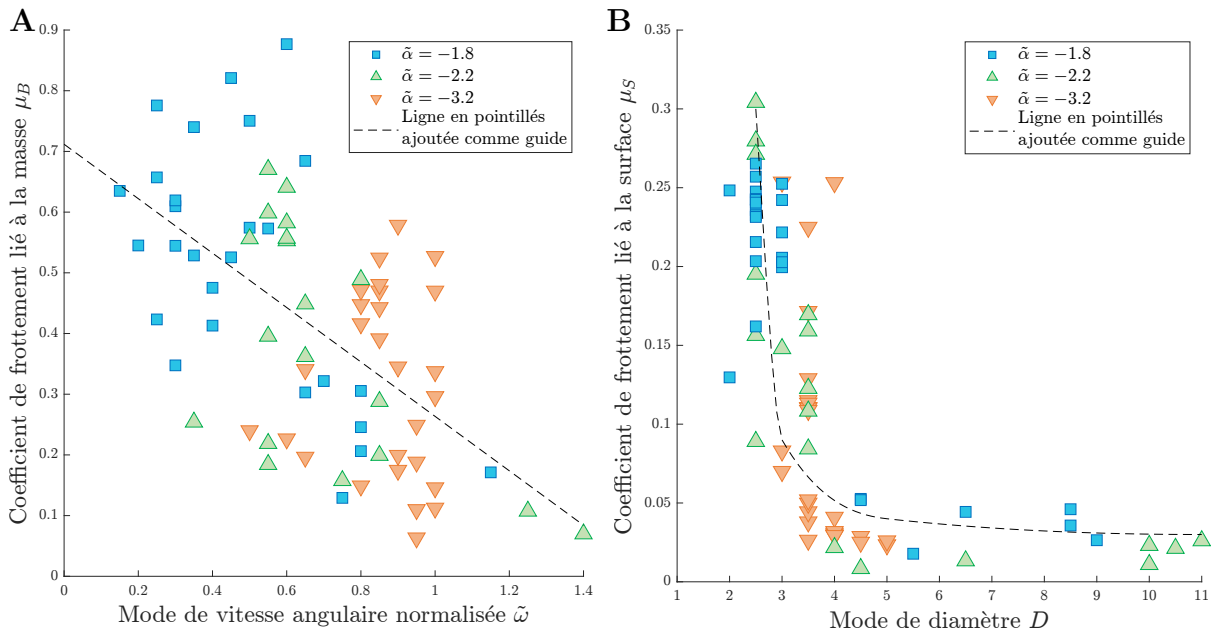


Figure II.19 – A : Coefficient de frottement lié à la masse μ_B en fonction de $\tilde{\omega}$. **B :** Coefficient de frottement lié à la surface μ_S en fonction du diamètre moyen D .

particules voisines dans le même mouvement. La valeur de cohésion normalisée de $\tilde{c} = 0,5$ semble être un seuil au-delà duquel de très grosses structures peuvent se développer.

La raideur et la viscosité jouent un rôle important dans la vitesse angulaire des structures (voir figure II.15 – A). Plus les particules sont molles et peu visqueuses, plus elles tendent à former des structures dont la vitesse angulaire correspond au taux de cisaillement dans l’interface (à l’exception de quelques cas). Quand la raideur est importante, les structures sont plus réticentes à suivre la rotation induite par le cisaillement. La fraction solide joue également un rôle dans la vitesse angulaire des structures (voir figure II.15 – B). Quand elle est élevée, les grains sont plus proches les uns des autres et leurs mouvements sont davantage coordonnés, ce qui semble augmenter la vitesse angulaire des agglomérats. Puisqu’une raideur importante et, dans une moindre mesure, une viscosité faible font diminuer la fraction solide, on peut spéculer que cette baisse de la fraction solide encourage moins les structures à tourner. Une vision simplifiée de cette classe d’écoulement granulaire pourrait être la suivante : la cohésion et la viscosité encouragent la formation et la croissance des agglomérats, tandis que la raideur et la viscosité freinent leur rotation naturelle liée au cisaillement. Les résultats proposés ici fournissent une contribution au sujet de l’écoulement de matériaux granulaires cohésifs, qui connaît un engouement croissant [Macauley et Rognon, 2021 ; Mandal *et al.*, 2021].

Un lien peut être fait avec le coefficient de frottement lié à la surface (voir figure II.19 – B). À un diamètre d’agglomérat supérieur à environ 4 grains moyens, la valeur de ce coefficient de frottement chute et devient très faible. Cela est peut-être dû à un effet géométrique lié à une surface spécifique limite au-delà de laquelle le comportement change radicalement. Cette valeur de 4 est approximative, et pourrait être dépendante des paramètres choisis dans la simulation. C’est à cette même valeur qu’un changement de comportement est observé entre la cohésion et le diamètre moyen des structures (voir figure II.17). Cette

diminution de la dissipation par les surfaces peut être expliquée par le fait que les agglomérats deviennent plus gros. La surface spécifique décroît, et par conséquent les zones de contact entre les agglomérats diminuent. L'énergie n'est plus dissipée à l'interface des agglomérats, mais en leur sein, *via* les déformations inélastiques. De la même manière, quand les structures tournent plus rapidement, elles tendent à moins se déformer, ce qui génère une baisse du coefficient de frottement lié à la masse (voir figure II.19 – A).

Enfin, le coefficient de frottement dépend fortement de la vitesse angulaire des agglomérats (voir figure II.18). On peut supposer que, à faible coefficient de frottement, les structures roulent dans le contact à la manière de billes dans un roulement et limitent ainsi le coefficient de frottement. Ce lien entre cohésion élevée, génération d'agglomérats roulants et baisse du coefficient de frottement au niveau de l'interface est cohérent avec l'hypothèse émise dans une étude précédente [Zhang *et al.*, 2020], mais cette hypothèse est désormais appuyée par des données quantitatives. L'accommodation des vitesses relatives des deux corps se produit plutôt par roulement à raideur faible et à cohésion élevée, et par déformation des particules quand la cohésion est faible (à raideur quelconque).

L'outil développé ici pour détecter et quantifier les structures agglomérées n'est pas parfait et souffre de quelques limites. Un point aveugle existe pour les structures qui ont une vitesse angulaire nulle, bien que ce point aveugle semble minime. La présence de larges pores dans le matériau granulaire est également ignorée lors de l'interpolation (une vitesse est interpolée même là où il n'y a aucune particule), et pourrait être corrigée par la suite. La principale limitation semble principalement être la courte durée des simulations, ce qui est dû au coût de calcul élevé de telles simulations en *multibody meshfree*. Des simulations plus longues seront étudiées dans le chapitre III, et d'autres simulations pourraient être menées en utilisant la *soft discrete element method* décrite récemment [Mollon, 2022]. L'épaisseur de couche de troisième corps est également un paramètre qui influe certainement sur le phénomène d'agglomération, et pourra être pris en compte par la suite.

Ces résultats, basés sur l'interprétation d'anciennes données, nécessitent de nouvelles simulations pour affiner la compréhension du phénomène d'agglomération dans le troisième corps. Compte tenu des temps de calcul très longs, l'usage de mass-scaling peut permettre de diminuer ce temps de calcul.

4 Mass-scaling

4.1 Généralités

Le *mass-scaling* est une technique numérique qui vise à réduire le temps de calcul, sans modifier la dynamique du système. Dans les simulations en éléments finis, on considère généralement que le pas de temps Δt est proportionnel à plusieurs paramètres :

$$\Delta t \propto \Delta x \cdot \sqrt{\frac{m}{k}} \quad (\text{II.12})$$

Ici, Δx désigne la distance caractéristique entre deux nœuds du maillage, m la masse associée à un nœud et k la raideur entre deux nœuds. Cette relation découle de la condition de Courant-Friedrichs-Lewy [Courant *et al.*, 1928] qui décrit la stabilité d'un système d'équations aux dérivées partielles, comme c'est le cas pour les simulations en éléments finis. Pour augmenter le pas de temps Δt – et donc réduire le temps de calcul – il est donc possible :

- D'augmenter la distance entre deux nœuds Δx , mais cela réduit la précision de la simulation ;
- De diminuer la raideur k , mais ce paramètre est contraint par les propriétés des matériaux, ou pour d'autres raisons numériques (par exemple, les raideurs de contact) ;
- D'augmenter la masse du système.

Le fait d'augmenter la masse du système pour réduire le temps de calcul se nomme donc « *mass-scaling* ». Mal choisie, cette augmentation de la masse s'accompagne d'une modification de la dynamique de la simulation. Pour ne pas la perturber, il est nécessaire de s'assurer de rester dans un domaine quasi statique.

Le mass-scaling le plus courant se nomme *regular mass-scaling*, c'est-à-dire que la masse de tous les nœuds du système est multipliée par un certain facteur. Une approche plus fine est l'*adaptive mass-scaling*. Dans ce cas, seuls certains nœuds du système sont alourdis, ceux qui ralentissaient l'ensemble de la simulation.

Les premières implémentations de mass-scaling ont été proposées sur des logiciels commerciaux tels qu'ABAQUS [Prior, 1994]. Dans ce cas, le mass-scaling doit être utilisé dans les simulations où l'inertie joue un rôle négligeable. Afin de vérifier que le mass-scaling ne perturbe pas la dynamique, on peut contrôler que l'énergie cinétique du système demeure inférieure à 5% de l'énergie de déformation. En effet, la masse et l'énergie cinétique sont proportionnelles par la relation :

$$\mathcal{E}_c = \frac{1}{2} \cdot m \cdot v^2 \quad (\text{II.13})$$

Par la suite, le mass-scaling a été adapté dans le cas d'éléments finis avec une formulation explicite [Olovsson *et al.*, 2005]. Différentes méthodes ont été proposées dans ces travaux, et notamment une dans laquelle l'inversion de la matrice d'accélération – coûteuse en temps de calcul – peut être évitée. D'autres auteurs ont utilisé le mass-scaling

dans les cas particuliers, par exemple pour des éléments finis de type coque [Cocchetti *et al.*, 2013] ou pour la modélisation de copeaux de découpe de titane [Ducobu *et al.*, 2015].

4.2 Application à MELODY2D

Les méthodes proposées précédemment s'appliquent à des modèles en éléments finis, qui possèdent un maillage. MELODY2D est, comme son nom l'indique, sans maillage. Le mass-scaling doit par conséquent être adapté. De plus, un mass-scaling *regular* n'est pas adéquat, car il entrerait en compétition avec le pas de temps adaptatif.

MELODY2D utilise un pas de temps adaptatif, comme cela est décrit dans la partie I.1.4. Cela signifie que le pas de temps Δt s'adapte aux besoins de la simulation. À chaque itération j et à chaque nœud i , l'erreur commise e_i^j est calculée. L'erreur maximale, notée e_{\max}^j contrôle le pas de temps de l'itération suivante $\Delta t^{j+\Delta t}$.

Cela est résumé sur la figure II.20. Dans cette simulation, une certaine quantité de grains est cisailée. Une erreur importante sur quelques nœuds de la simulation entraîne une réduction du pas de temps, et donc un allongement du temps de calcul. Les nœuds sont représentés par des points blancs. L'erreur est normalisée par rapport à une distance caractéristique. En augmentant la masse des seuls nœuds ayant une erreur élevée, le pas de temps pourra être augmenté : c'est le principe du mass-scaling.

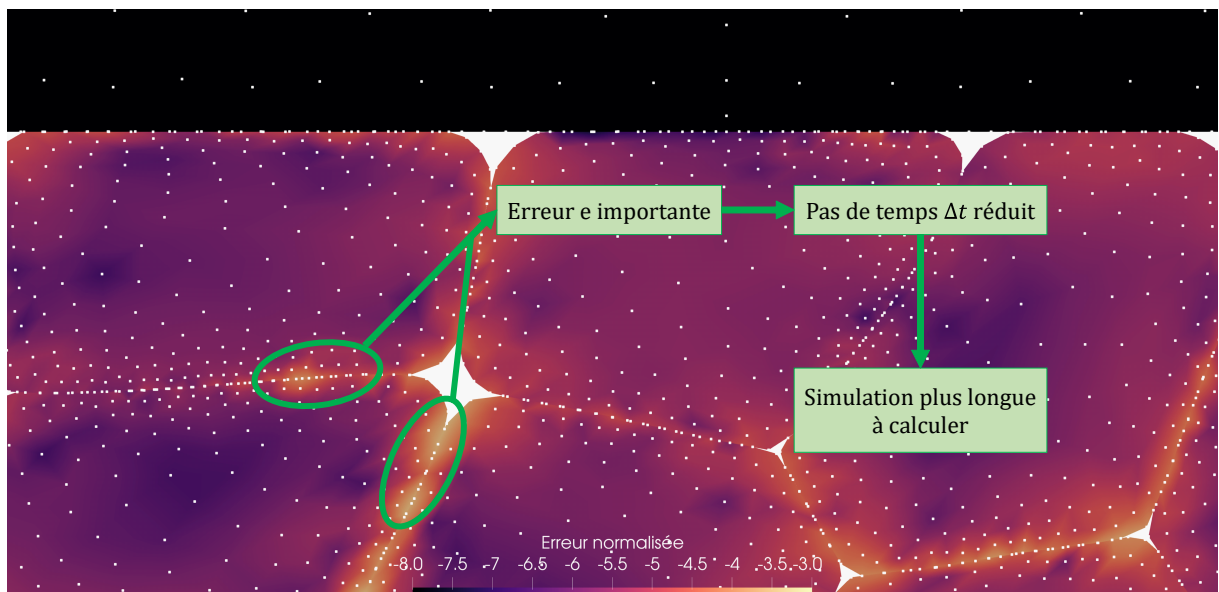


Figure II.20 – Exemple d'erreur importante au cours d'une simulation.

4.2.1 Implémentation

Pour implémenter le mass-scaling dans MELODY2D, la méthode utilisée est la suivante. Une erreur seuil, notée e_{MS} est définie et désigne une erreur au-delà de laquelle le mass-scaling est appliqué sur un nœud. Cette erreur seuil est relative à l'erreur cible e_c , c'est-à-dire qu'en absolu, l'erreur seuil vaut $e_{MS} \cdot e_c$. Si un nœud i , à une itération j , a une

erreur supérieure à $e_{MS} \cdot e_c$, alors la masse de ce nœud est multipliée par un facteur ε . Ce facteur dépend de l'erreur commise sur ce nœud, et est donc noté ε_i^j . La masse du nœud à l'itération suivante sera donc $\varepsilon_i^j \cdot m_i$. Grâce à cette augmentation de masse, l'erreur sur ce nœud sera réduite.

À l'inverse, si son erreur est inférieure à l'erreur seuil, alors le facteur de mass-scaling ε décroît progressivement jusqu'à une valeur de 1, ce qui diminue d'autant la masse du nœud.

Quatre paramètres sont introduits pour contrôler le mass-scaling :

e_{MS} : Erreur seuil au-delà de laquelle le mass-scaling s'active.

ε_{MS}^{\max} : Valeur maximale du facteur de mass-scaling, c'est-à-dire la masse maximale que peut prendre un nœud.

α_{MS} : Paramètre de contrôle, qui rend la réponse du mass-scaling plus ou moins rapide.

d_{MS} : Paramètre de contrôle de la décroissance, qui permet de contrôler l'allègement du nœud lorsque l'erreur dudit nœud est inférieure à l'erreur seuil.

L'algorithme II.1 résume la méthode d'application du mass-scaling dans MELODY2D.

Algorithme II.1 – *Algorithme de mass-scaling pour MELODY2D.*

Données :

- Erreur e_i^j et facteur de mass-scaling ε_i^j à l'itération j et au nœud i ;
- Paramètres de mass-scaling e_{MS} , ε_{MS}^{\max} , α_{MS} et d_{MS} ;
- Force résultante \vec{F}_i^j s'appliquant sur le nœud i , ainsi que sa masse associée m_i .

```

1 si  $e_i^j > e_{MS}$  alors
2    $\Delta\varepsilon_i^{j+\Delta t} \leftarrow \left( \frac{e_i^j}{e_{MS}} \right)^{\alpha_{MS}}$ 
3    $\varepsilon_i^{j+\Delta t} \leftarrow \Delta\varepsilon_i^{j+\Delta t} \cdot \varepsilon_i^j$ 
4   si  $\varepsilon_i^{j+\Delta t} > \varepsilon_{MS}^{\max}$  alors
5      $\varepsilon_i^{j+\Delta t} \leftarrow \varepsilon_{MS}^{\max}$ 
6   fin
7 sinon si  $\varepsilon_i^j \neq 1$  alors
8    $\varepsilon_i^{j+\Delta t} \leftarrow d_{MS} \cdot \varepsilon_i^j$ 
9   si  $\varepsilon_i^{j+\Delta t} < 1$  alors
10     $\varepsilon_i^{j+\Delta t} \leftarrow 1$ 
11  fin
12 fin
13  $\frac{d^2 \vec{u}_i^{j+\Delta t}}{dt^2} \leftarrow \frac{\vec{F}_i^j}{\varepsilon_i^{j+\Delta t} \cdot m_i}$ 
    
```

4.2.2 Validation

L'algorithme présenté plus haut doit être validé et testé pour trouver quelles valeurs de e_{MS} , ε_{MS}^{\max} , α_{MS} et d_{MS} sont optimales et permettent d'accélérer le temps de calcul sans modifier la dynamique du système. Pour cela, plusieurs simulations ont été effectuées. La première simulation, très simple, consiste à modéliser une seule particule sphérique déformable, prise en étau entre deux corps rigides, mus d'un mouvement relatif opposé. Cette simulation a permis d'implémenter le mass-scaling dans le code de MELODY2D.

Après l'étape d'implémentation, une étape plus importante de validation a été entreprise. Celle-ci consiste à cisailer une centaine de particules déformables, comme cela est visible sur la figure II.21. Les cent grains sont placés entre deux corps rigides. Le corps inférieur est immobile, tandis que le corps supérieur subit une pression normale et une vitesse tangentielle V . Des conditions périodiques sont placées de part et d'autre.

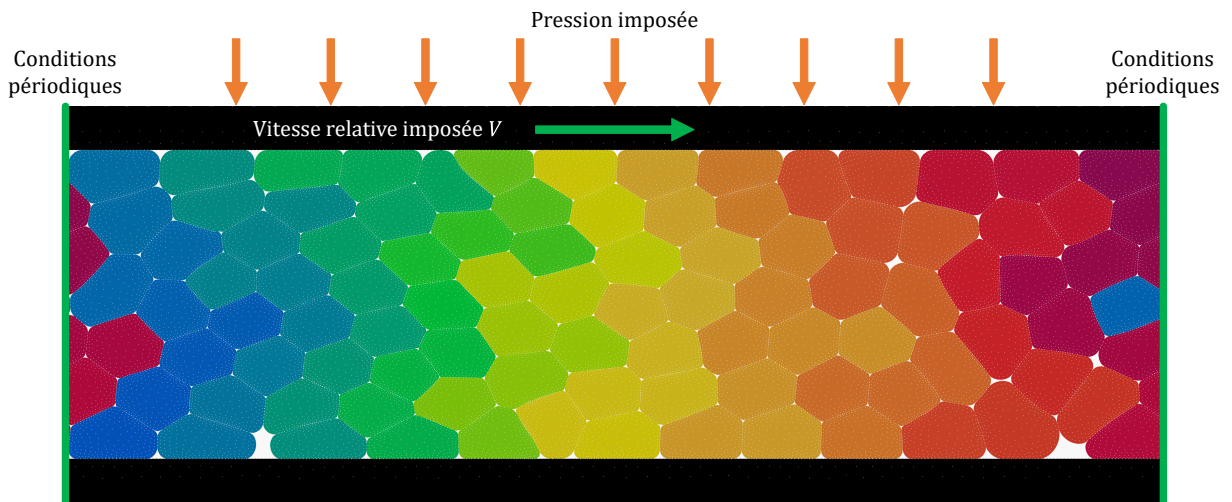


Figure II.21 – Schéma du modèle numérique avec deux corps rigides placés de part et d'autre de cent particules déformables. Les couleurs sont arbitraires et ne servent qu'à distinguer les grains.

Une campagne de simulations a été menée en faisant varier les quatre paramètres de mass-scaling e_{MS} , ε_{MS}^{\max} , α_{MS} et d_{MS} , avec comme valeurs extrêmes celles indiquées dans le tableau II.2. L'erreur à partir de laquelle se déclenche le mass-scaling e_{MS} est définie par rapport à l'erreur cible e_c qui est fixée à 10^{-4} . Le produit $e_{MS} \cdot e_c$ varie donc entre 10^{-6} et 10^{-5} . Les simulations sont purement théoriques, la densité des particules est fixée à 1. Étant donné que le pas de temps s'adapte en temps normal à l'erreur, cela entrerait en compétition avec le mass-scaling. Les simulations se font donc à un pas de temps imposé et fixe, de 0,0001 unité de temps. Ce pas de temps est choisi pour être le plus élevé possible pour la simulation sans que celle-ci ne devienne instable. À chaque pas de temps j , l'erreur maximale commise par un des nœuds du système e_{\max}^j est enregistrée. Chaque simulation peut donc être associée à une erreur maximale (spatiale) moyenne (temporelle), notée \bar{e}_{\max} :

$$\bar{e}_{\max} = \frac{1}{n} \cdot \sum_{j=1}^n e_{\max}^j \quad (\text{II.14})$$

Avec n le nombre d'unités de temps simulées, soit $200\Delta T$. Les 192 simulations sont effectuées à partir de la même simulation initiale, sans mass-scaling. Cette simulation de référence a une erreur \bar{e}_{\max} d'environ $1,8 \cdot 10^{-4}$.

Paramètre	Valeur minimale	Valeur maximale
e_{MS}	0,01	0,1
ε_{MS}^{\max}	5	1000
α_{MS}	0,01	1
d_{MS}	0,5	0,8

Tableau II.2 – Valeurs des paramètres de mass-scaling.

Les résultats sont visibles sur la figure II.22. Les différentes simulations effectuées sont représentées par un point dont la couleur dépend de l'erreur \bar{e}_{\max} . Certaines simulations sont instables, et n'achèvent pas les 200 pas de temps au bout duquel le calcul est arrêté, et ne sont par conséquent pas représentées. L'erreur maximale moyenne \bar{e}_{\max} est interpolée quand cela est possible, il y a donc des trous pour les paramètres menant à une simulation instable. Les paramètres associés à un mass-scaling « fort » forment la partie supérieure gauche des graphiques. Dans ces simulations, la masse ajoutée est très importante (ε_{MS}^{\max} élevé), et cette augmentation se fait très rapidement (α_{MS} faible). Cela génère une forte réponse dynamique et rend la simulation instable. *A contrario*, lorsque α_{MS} est élevé et que ε_{MS}^{\max} est faible, il y a très peu de mass-scaling et l'erreur \bar{e}_{\max} est très peu réduite, c'est-à-dire qu'elle est proche de $1,8 \cdot 10^{-4}$, comme la simulation de référence. Cela est particulièrement notable pour une valeur de α_{MS} proche de 1.

Finalement, le quadruplet de paramètres optimaux semble proche de $e_{MS} = 0,1$, $\varepsilon_{MS}^{\max} = 100$, $\alpha_{MS} = 0,1$ et $d_{MS} = 0,8$. Ce quadruplet est valide pour la simulation présentée ici, et peut nécessiter un ajustement dans le cas d'autres simulations.

Après avoir trouvé un quadruplet qui semble bien fonctionner, des essais sont effectués pour voir à quel point la simulation est stable avec du mass-scaling. Pour cela, la simulation présentée sur la figure II.21 est réutilisée, mais cette fois-ci en fixant différentes valeurs de pas de temps Δt . Cela permet de visualiser à quel point le mass-scaling permet d'augmenter le pas de temps tout en conservant des simulations stables. Trois séries de simulations sont ainsi effectuées, une série sans mass-scaling, une avec $\alpha_{MS} = 0,3$ et une avec $\alpha_{MS} = 0,1$ (les autres paramètres sont identiques au quadruplet optimal trouvé). Le pas de temps Δt est fixé et, si la simulation est stable avec ce pas de temps, une nouvelle simulation est menée avec un pas de temps plus grand, ce qui génère une erreur plus importante. Les résultats sont visibles sur la figure II.23.

Une erreur est considérée comme acceptable si elle est inférieure à l'erreur cible $e_c = 10^{-4}$. Les simulations sans mass-scaling ont une erreur qui augmente très rapidement lorsque le pas de temps devient grand. En revanche, les simulations avec mass-scaling génèrent une erreur plus faible à des pas de temps plus élevés. Une valeur de $\alpha_{MS} = 0,1$ semble limiter l'erreur, tout en préservant la dynamique de la simulation. D'un pas de temps proche de $0,25 \cdot 10^{-4}$ sans mass-scaling, on peut raisonnablement passer à un pas

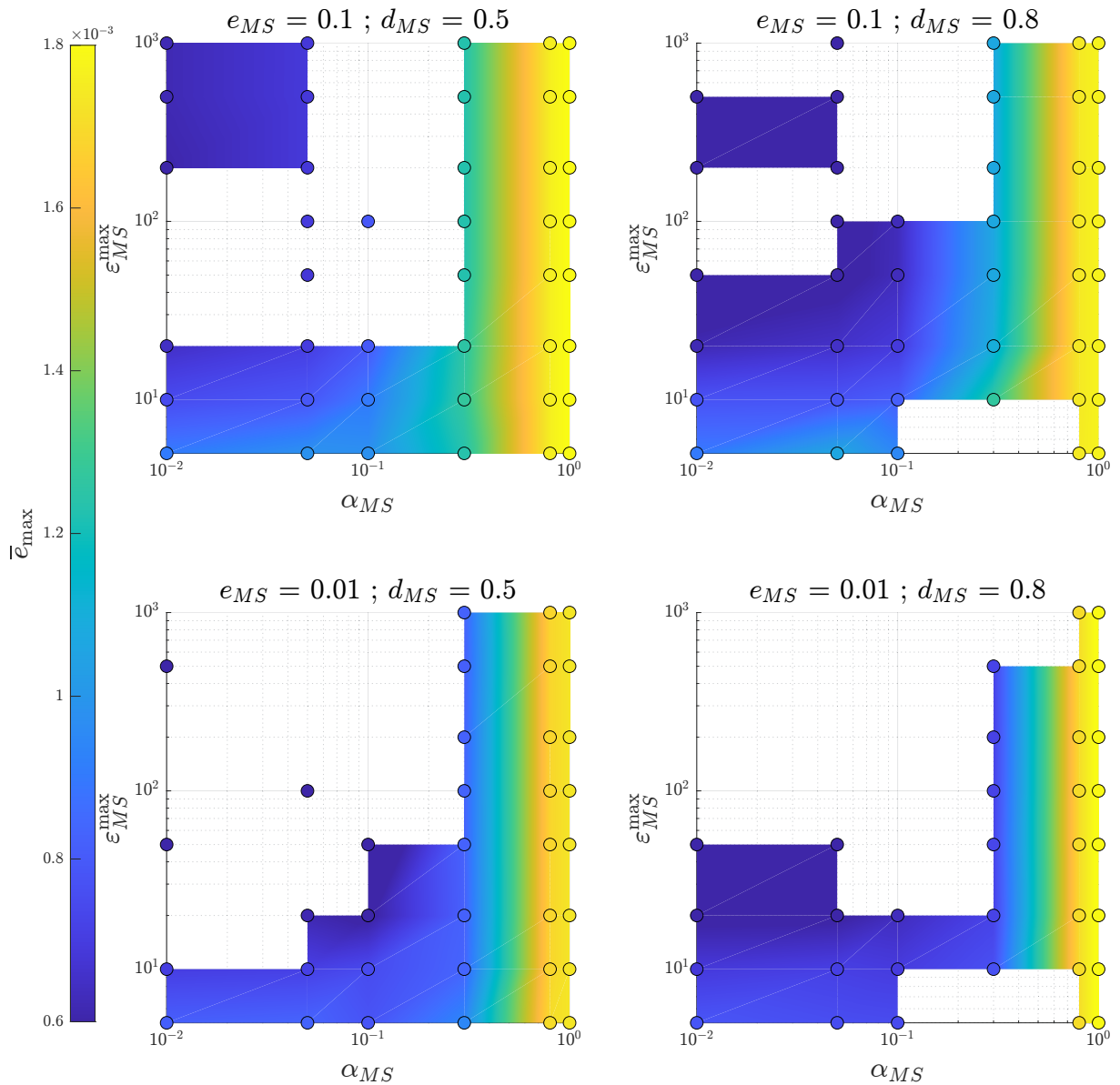


Figure II.22 – Erreur maximale moyenne en fonction des paramètres de mass-scaling.

de temps égal à $0,5 \cdot 10^{-4}$, et calculer deux fois plus vite tout en conservant une erreur inférieure à l’erreur cible. Cependant, si une erreur plus importante est tolérée ($e_c = 10^{-3}$), il est possible d’augmenter ce pas de temps et, par exemple, le fixer à $2 \cdot 10^{-4}$, ce qui revient à diviser le temps de calcul par huit par rapport aux simulations sans mass-scaling.

5 Conclusion

Ces outils numériques présentés dans ce chapitre ont permis d’explorer certaines modélisations faites à l’aide du logiciel MELODY2D. Le mass-scaling et la cohérence seront utilisés dans les chapitres suivants.

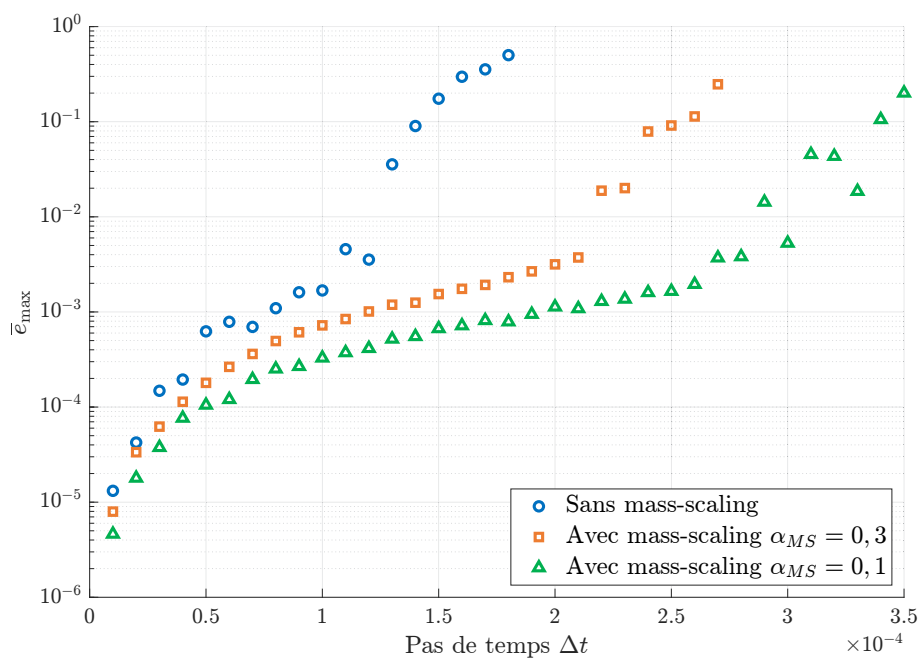


Figure II.23 – Erreur \bar{e}_{\max} commise en fonction de différents pas de temps Δt fixés et de mass-scaling ou non.

L'objectif de ce chapitre est d'étudier les sollicitations générées par différents régimes d'écoulement déjà observés numériquement [Mollon, 2019]. Le modèle numérique utilisé est présenté dans la partie 1. L'influence de la raideur et de la cohésion du troisième corps est étudiée dans la partie 2. Dans le contact, l'épaisseur de troisième corps varie grandement en fonction du temps et de l'espace. Cet aspect est développé dans la partie 3. Dans le cas du fretting, la vitesse relative des deux premiers corps varie, et s'inverse au cours du temps, ce qui provoque une évolution des cinématiques d'écoulement du troisième corps. Les conséquences du changement de sens de glissement sont abordées dans la partie 4. Une brève étude de l'ouverture du contact est évoquée dans la partie 5, puis une synthèse générale est proposée dans la partie 6. Ces travaux ont été présentés dans plusieurs conférences nationales [Bouillanne *et al.*, 2022a] et internationales [Bouillanne *et al.*, 2020a,b, 2022b,c], ainsi que dans un poster [Bouillanne *et al.*, 2021a].

1 Modèle numérique

Le modèle numérique utilisé s'inspire de simulations issues d'une étude précédente [Mollon, 2019] (voir partie II.2, page 65). Deux premiers corps sont modélisés, ainsi qu'une collection de grains entre ces deux corps. Une vitesse relative et une pression imposée génèrent un cisaillement de l'ensemble de grains qui accommodent la vitesse entre les deux corps. Il y a cependant quelques différences notables par rapport aux simulations présentées dans le chapitre II. Les nouvelles simulations numériques visent à reproduire des contacts présents entre les aubes et le disque dans les turboréacteurs. Le modèle n'est ainsi pas adimensionnel, mais prend en compte des échelles physiques spatio-temporelles réalistes, et permet en outre de mesurer les contraintes dans le premier corps.

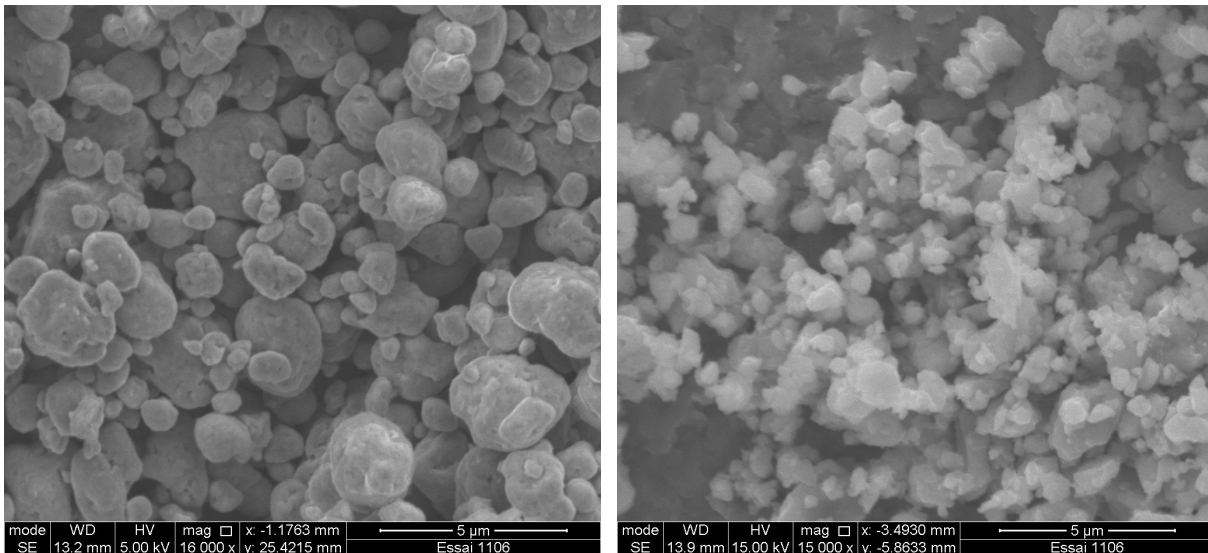


Figure III.1 – Vues MEB de différentes particules de 3^e corps suite à un test de fretting.

1.1 Génération de grains

À la suite d'un essai de fretting entre deux pièces en Ti6Al4V, le troisième corps peut avoir des formes très variées (voir figure I.26). Le troisième corps est parfois granulaire, comme cela est visible sur la figure III.1. Les particules sont grossièrement sphériques ou ellipsoïdiques, mais présentent en réalité une morphologie complexe, composée de faces plates et de contours anguleux. La majorité des particules ont un diamètre qui se situe entre 0,5 µm et 2,5 µm.

Afin de représenter ces grains, un logiciel nommé Packing2D [Mollon et Zhao, 2012] est utilisé. Celui-ci permet de générer des échantillons de grains 2D qui seront utilisés dans le modèle numérique, tout en contrôlant la taille et la forme de ces particules. Pour cela, deux outils mathématiques sont utilisés : les descripteurs de Fourier et le pavage (tessellation) de Voronoï.

1.1.1 Descripteurs de Fourier

Cette méthode consiste à considérer une particule non circulaire (voir figure III.2 – A), puis à « déplier » cette particule autour de son centre et d'un rayon moyen (voir figure III.2 – B). La courbe ainsi obtenue peut être soumise à une transformée de Fourier pour récupérer un spectre discret (voir figure III.2 – C). Les différents modes, notés D_n , et leurs amplitudes associées sont nommés « descripteurs de Fourier ». Ils sont normalisés par rapport au premier mode D_0 [Mollon, 2015].

Les différents descripteurs peuvent être assimilés à diverses propriétés géométriques des particules :

- Le mode D_0 est égal à 1 par normalisation.
- Le mode D_1 est égal à 0 quand l'origine du repère choisi coïncide avec le centre de la particule.

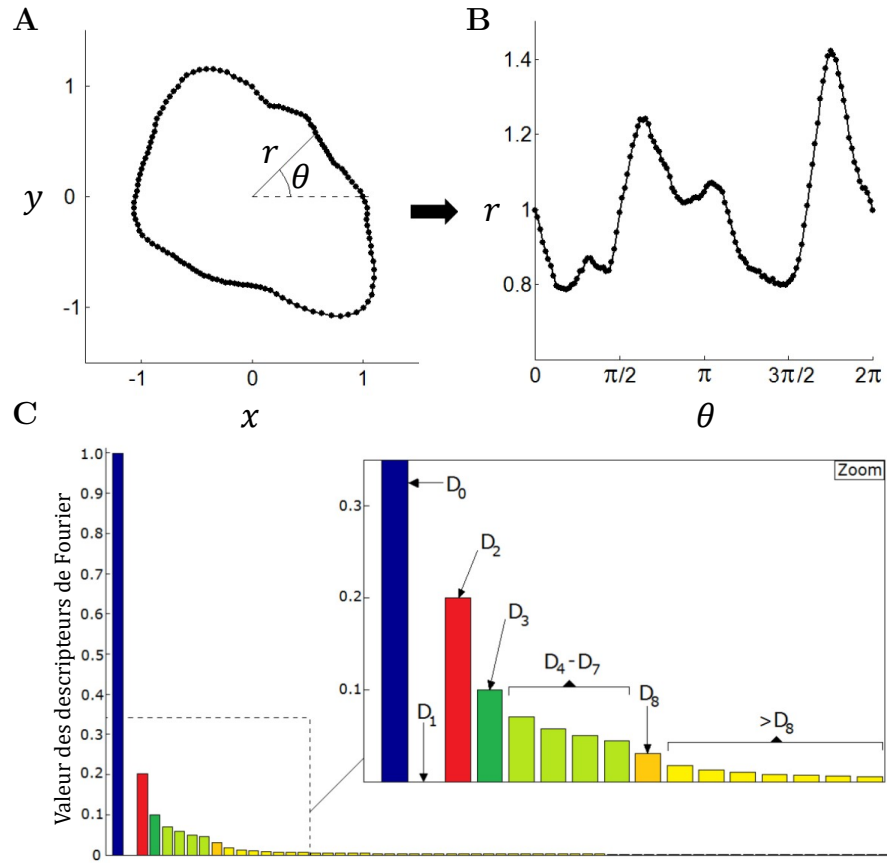


Figure III.2 – **A** : Particule définie par r et θ . **B** : Même particule « dépliée » sur $[0, 2\pi[$. **C** : Spectre discret d'amplitude normalisé correspondant [Mollon et Zhao, 2012].

- Le mode D_2 représente grossièrement l'élongation de la particule. L'élongation correspond au rapport de la largeur sur la longueur d'un rectangle contenant la particule (choisi de telle sorte à minimiser la surface).
- Les modes D_3 à D_7 peuvent être associés à la circularité de la particule. La circularité est la racine du rapport des rayons du cercle inscrit et du cercle circonscrit de la particule.
- Les modes supérieurs à D_8 correspondent à une forme de rugosité de la particule.

Pour s'approcher des particules qui sont visibles sur la figure III.1, diverses valeurs de ces facteurs sont testées pour générer des grains légèrement allongés présentant des facettes. Deux paramètres sont intégrés au logiciel, pour contrôler la décroissance logarithmique des descripteurs, l'un de D_3 à D_7 et le second de D_8 à l'infini. Les valeurs finalement choisies pour générer l'échantillon de particule sont disponibles dans le tableau III.1.

D_2	D_3	Décroissance $D_3 - D_7$	D_8	Décroissance $D_8 - D_\infty$
0,05	0,01	-1	0,002	-1,5

Tableau III.1 – Valeurs des paramètres de génération des particules.

1.1.2 Pavage de Voronoï

Lors de la génération des grains qui vont être utilisés dans les simulations, la maîtrise de leur taille moyenne et de sa dispersion est assurée grâce à un second outil mathématique : les pavages de Voronoï. Pour ceci, un rectangle est défini à l'intérieur duquel n points, appelés aussi « germes » sont placés de manière aléatoire. À chaque germe est associé une cellule qui correspond à toute la surface du plan plus proche de ce germe que de n'importe quel autre. Ceci définit alors n cellules, dans lesquelles seront placées n particules. Un exemple de génération de cellules de Voronoï est visible sur la figure III.3 – A.

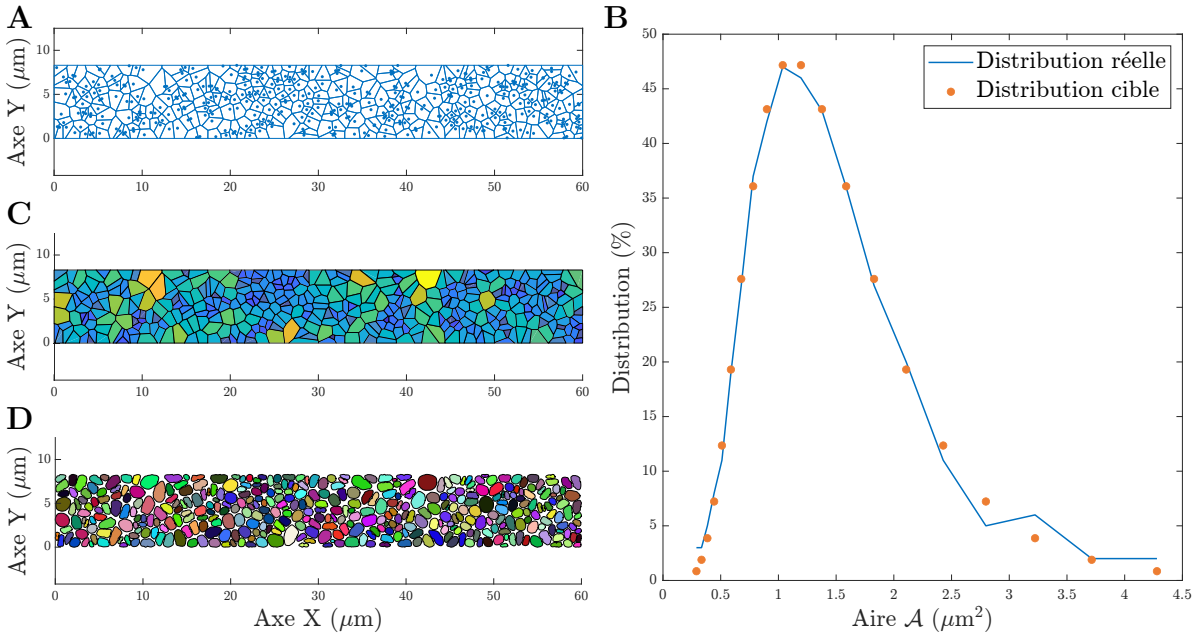


Figure III.3 – A : Exemple de pavage de Voronoï, généré pour 400 germes dans sur une surface de $60 \mu\text{m} \times 8 \mu\text{m}$. Les germes sont représentés par des points. **B :** Distribution selon l'aire A des cellules générées par Packing2D. **C :** Cellules de Voronoï colorées en fonction de leur taille. **D :** Particules générées dans les cellules de Voronoï avec les descripteurs de Fourier décrits dans le tableau III.1.

La taille et l'orientation des cellules dépendent du tirage aléatoire des germes associés. Puisqu'une certaine distribution de taille est souhaitée, un algorithme déplace légèrement la position de certains germes afin de correspondre à une telle distribution. Dans le cas de cette étude, une distribution suivant une loi log-normale, d'une aire moyenne de $\bar{A} \approx 1 \mu\text{m}^2$ et d'écart-type $\sigma^2 = 0,5$ permet de s'approcher des particules observées sur la figure III.1. Cette distribution est tracée sur la figure III.3 – B, et les cellules colorées en fonction de leur aire sur la figure III.3 – C. Enfin, dans chaque cellule ainsi définie est placée une particule décrite par des descripteurs de Fourier (voir figure III.3 – D).

Trois échantillons de grains sont générés, avec 400, 800 et 1200 particules, sur une surface telle que la taille moyenne des particules reste identique. Pour optimiser le pas de temps critique des futures simulations, les 100 grains les plus petits sont supprimés dans chaque échantillon. Les simulations seront donc effectuées avec 300, 700 ou 1100 particules. Les grains sont par la suite discrétisés à l'aide du préprocesseur de MELODY2D. Les grains ainsi obtenus (voir figure III.4) sont composés d'un ensemble de nœuds de contact et de

champ, et pourront alors être déformables. Leur morphologie est satisfaisante, car proche des particules que l'on peut observer à l'aide du MEB (voir figure III.1).

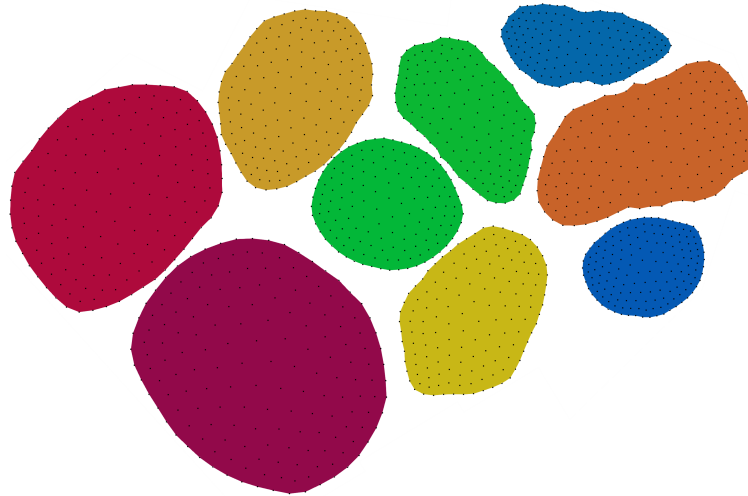


Figure III.4 – Particules générées par *Packing2D* et discrétisées par le préprocesseur de *MELODY2D*. Les nœuds sont représentés par des points noirs sur toute la surface des grains.

1.2 Construction du modèle

1.2.1 Paramètres physiques et numériques

Les grains générés précédemment sont placés – à la manière de ce qui est fait dans la partie II.2, page 65 – entre deux grands corps représentant les premiers corps. Le premier corps supérieur est rigide, tandis que le premier corps inférieur est déformable. Celui-ci est beaucoup plus épais, $40\ \mu\text{m}$ (contre $10\ \mu\text{m}$ pour l'autre premier corps), afin d'absorber les ondes de forces et de déplacement générées par le matériau granulaire. Les résultats présentés par la suite montrent que cette épaisseur est suffisante. La largeur des premiers corps est de $60\ \mu\text{m}$, et une condition périodique est placée à leurs extrémités. Enfin, leur surface est parfaitement lisse. Il aurait été possible de modéliser deux premiers corps déformables, mais cela aurait été plus coûteux en temps de calcul, avec un intérêt limité, car les contraintes subies par les deux corps sont similaires (d'un point de vue statistique). De plus, au vu des contraintes appliquées, les premiers corps se déformeront peu. Par conséquent, le fait qu'ils soient rigides ou déformables n'influera pas sur l'écoulement de troisième corps. La déformabilité d'un des premiers corps permet ici de quantifier les champs de contraintes, et non pas de faire évoluer sa géométrie en fonction du temps.

Les propriétés physiques des premiers corps s'appuient sur les propriétés du Ti6Al4V, définies dans la table I.1, page 29. La masse volumique est fixée à $\rho = 4420\ \text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$, son module de Young à $E = 115\ \text{GPa}$ et son coefficient de Poisson à $\nu = 0,35$. Les premiers corps sont discrétisés à l'aide du préprocesseur de *MELODY2D*. Le premier corps déformable compte beaucoup plus de nœuds, et ceux-ci se resserrent au niveau de la surface afin d'assurer la précision du calcul.

La collection de particules est placée entre les deux corps. Selon qu'elle contient 300, 700 ou 1100 particules, l'épaisseur D sera différente. Elle varie approximativement de

5 μm à 20 μm . La masse volumique des particules est identique aux premiers corps, soit $\rho = 4420 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-3}$. Le coefficient de Poisson est fixé à $\nu = 0,49$. Ceci permet d'assurer une quasi-incompressibilité. Ceci est courant en FEM explicite et permet d'éviter certains problèmes numériques (à $\nu = 0,50$, le module de compressibilité tend vers l'infini). Enfin, la raideur E des particules dépend des simulations et sera abordée par la suite.

Les particules de troisième corps et les premiers corps sont discrétisés à l'aide d'une méthode meshfree, permettant de grandes déformations. Le solveur, quant à lui, est explicite avec un pas de temps adaptatif.

Tous les corps simulés (premiers corps et particules de troisième corps) suivent un modèle hyperélastique néo-hookéen. Les coefficients d'amortissement de Rayleigh valent $\alpha = 10^{-10}$ et $\beta = 0$ ¹.

Deux lois de contact sont définies, une entre les particules et une autre entre les particules et les premiers corps. Ce sont des lois de contact classiques de Mohr-Coulomb. La raideur normale et la raideur tangentielle sont fixées à $k_n = k_t = 10^{18} \text{ N}\cdot\text{m}^{-1}$, tandis que le coefficient de frottement est nul². Enfin, la force de cohésion entre les particules dépend des simulations. Entre les particules et les parois, cette cohésion c vaut 10 GPa. Cette valeur très élevée signifie que les particules collent très fortement aux parois. Elle a été choisie pour représenter une forme de rugosité. En effet, les parois sont parfaitement lisses et ne transmettraient aucunement leur vitesse aux particules si celles-ci ne collaient pas aux parois. De plus, cette valeur très élevée a été choisie pour être supérieure à la cohésion maximale entre les particules, afin de ne pas avoir de compétition entre deux modes d'accommodation : un au sein des particules et un entre les particules et les parois.

La simulation se fait en deux temps. Lors de la première partie, appelée compactage, une pression macroscopique de $P = 400 \text{ MPa}$ est imposée au premier corps supérieur qui se déplace vers le bas, et compacte ainsi l'ensemble des particules. Lorsqu'un point d'équilibre est trouvé entre la compacité et la pression, le premier corps supérieur cesse de bouger. Cette étape est critique et est menée délicatement, sous peine de faire échouer la simulation. Ensuite, lorsque l'ensemble des corps est statique, une vitesse tangentielle $V = 100 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ est appliquée au premier corps supérieur (par l'intermédiaire d'une rampe), tout en continuant d'appliquer la pression P . La simulation à proprement parler débute. Celle-ci consiste à simuler entre 5 μs et 10 μs de déplacement du premier corps, c'est-à-dire une vingtaine de périodes spatiales du premier corps. Aucune autre force externe ne s'applique aux particules et aux premiers corps (force gravitationnelle, magnétique, etc.).

L'ensemble des paramètres développés dans les paragraphes précédents sont résumés sur la figure III.5. L'axe \vec{x} est l'axe de déplacement du premier corps. L'origine du repère $(0, 0)$ est placée dans le coin supérieur gauche du premier corps.

1. La matrice d'amortissement $[C]$ est une combinaison linéaire des matrices de masse $[M]$ et de raideur $[K]$, respectivement pondérées par les coefficients α et β : $[C] = \alpha \cdot [M] + \beta \cdot [K]$.

2. Un coefficient de frottement nul entre les particules ne signifie pas que le coefficient de frottement à l'échelle du contact est nul : cette grandeur macroscopique émerge d'une multitude de petits événements et ne peut pas être fixée à l'avance.

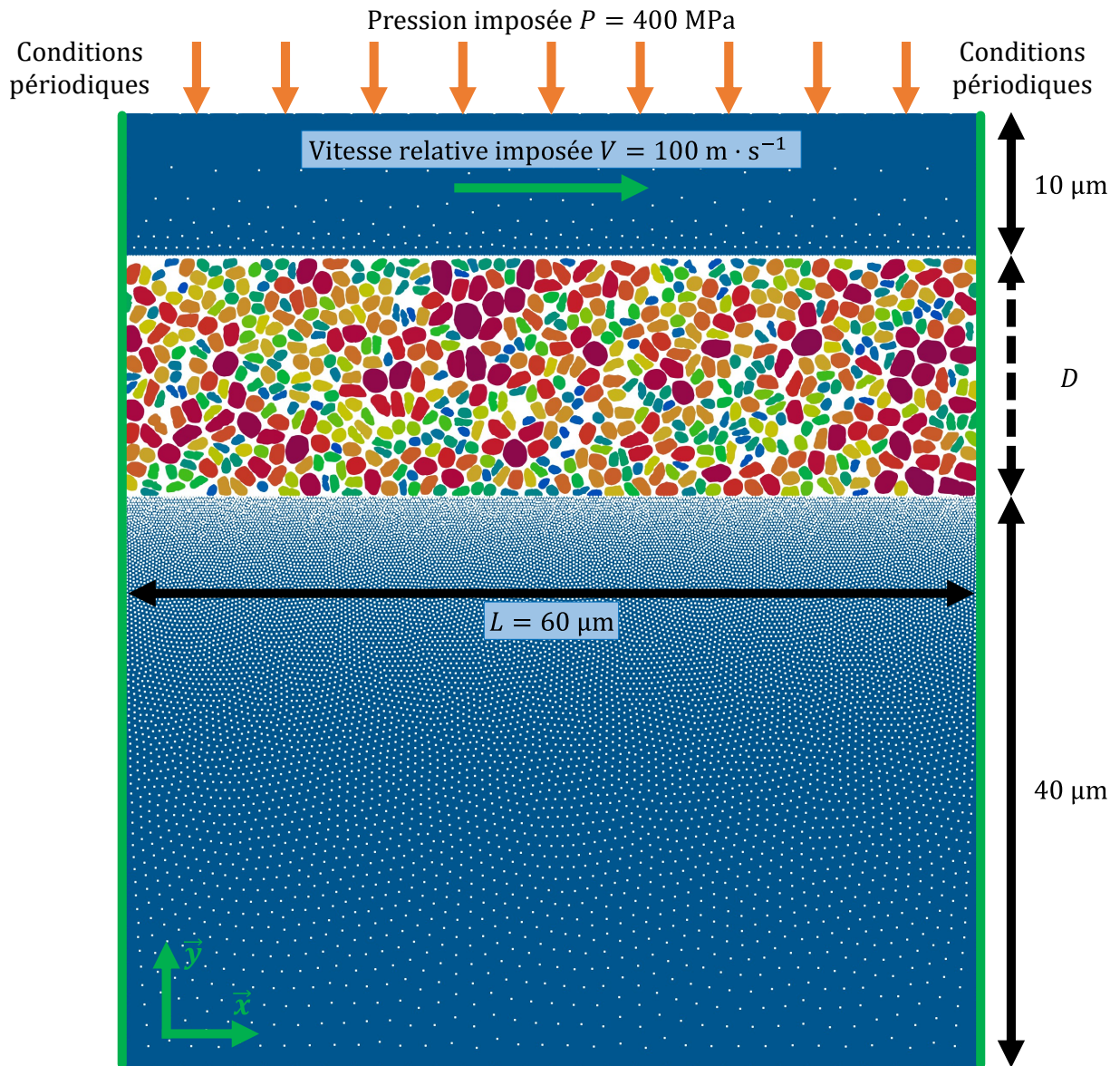


Figure III.5 – Schéma général des simulations menées sur MELODY2D, avec un premier corps inférieur déformable, un premier corps supérieur rigide et une collection de 700 particules déformables représentant le troisième corps. Les nœuds de champ et de contact des premiers corps sont représentés par des points blancs.

1.2.2 Paramètres de raideur et de cohésion

Sur les contacts aube-disque constitués de Ti6Al4V, plusieurs formes de troisième corps peuvent être observées (voir figure 1.26, page 57). On peut les classer en :

Granulaire : Particules qui se déforment peu et s’agglomèrent peu.

Plastique : Particules qui se déforment énormément, au point de former un milieu *a priori* continu.

Aggloméré : Particules qui s’agglomèrent entre elles.

Pour obtenir ces trois régimes d’écoulement dans les simulations, les paramètres de raideur normalisée \tilde{E} et de cohésion normalisée \tilde{c} sont choisis en s’appuyant sur les résultats obtenus lors de simulations précédentes [Mollon, 2019] (voir partie II.2, page 65). Connaissant les valeurs de \tilde{E} et de \tilde{c} , il est possible de calculer la valeur de la raideur E et de la cohésion c en utilisant les équations II.5 et II.6, page 67. La valeur de la contrainte normale appliquée est égale à celle de la pression appliquée sur le premier corps supérieur, soit $\bar{\sigma}_n = P = 400$ MPa. Les valeurs de E et c sont visibles sur le tableau III.2 pour obtenir les régimes plastique \mathcal{P} , granulaire \mathcal{G} et aggloméré. Trois simulations seront menées pour le régime aggloméré, avec une raideur constante et une cohésion évoluant légèrement. Ces régimes sont notés en fonction de la valeur de la cohésion, faible, moyenne ou élevée³ : \mathcal{A}_f , \mathcal{A}_m et \mathcal{A}_e respectivement. Ils seront désignés par le symbole \mathcal{A}_V collectivement.

Régime	Symbole	E (MPa)	\tilde{E}	c (MPa)	\tilde{c}
Plastique	\mathcal{P}	400	0	40	-1
Granulaire	\mathcal{G}	6340	1,2	400	0
Aggloméré (cohésion faible)	\mathcal{A}_f	1590	0,6	2250	0,75
Aggloméré (cohésion moyenne)	\mathcal{A}_m	1590	0,6	3180	0,9
Aggloméré (cohésion élevée)	\mathcal{A}_e	1590	0,6	4000	1

Tableau III.2 – Valeurs de raideur \tilde{E} et de cohésion \tilde{c} pour les différents régimes simulés.

Étant donné que ces simulations sont réalisées avec 300, 700 et 1100 particules, un total de 15 simulations sont opérées. Celles-ci sont effectuées sur le cluster de calcul du laboratoire, et chaque simulation demande entre 20 et 80 jours de calcul en continu⁴. Ce temps très long s’explique par le nombre important de degrés de liberté dans le système et d’un pas de temps critique très faible, dû à la petite taille de la discrétisation et aux raideurs de contact élevées afin de prévenir toute interpénétration entre les corps.

1.2.3 Points de mesure

Afin d’étudier les simulations, un certain nombre de données sont acquises tout au long de la simulation. Sont enregistrées :

- La position et la vitesse instantanées des premiers corps, selon les axes \vec{x} et \vec{y} .

3. Cette notion de « faible », « moyenne » ou « élevée » est relative et non absolue, les régimes granulaire et plastique se font à une cohésion beaucoup plus faible.

4. Avec 16 nœuds sur processeur Xeon Gold 5118 à 2,3 GHz.

- La position et la vitesse du centre de masse de chacune des particules constituant le troisième corps, selon les axes \vec{x} et \vec{y} .
- Les forces totales subies par les premiers corps, selon les axes \vec{x} et \vec{y} .
- Les contraintes subies par le premier corps inférieur.

Pour mesurer les contraintes que subit le premier corps inférieur, des points de mesure sont placés à intervalles réguliers, tous les micromètres sur l'axe horizontal, et à neuf profondeurs différentes, allant de 0 μm à 20 μm sous la surface. Ces points de mesure sont nécessairement des nœuds qui constituent le premier corps, et sont choisis pour être les plus proches des points de mesure idéalement placés. Ces points de mesure sont visibles sur la figure III.6, et sont marqués en orange. Les autres nœuds sont en noir.

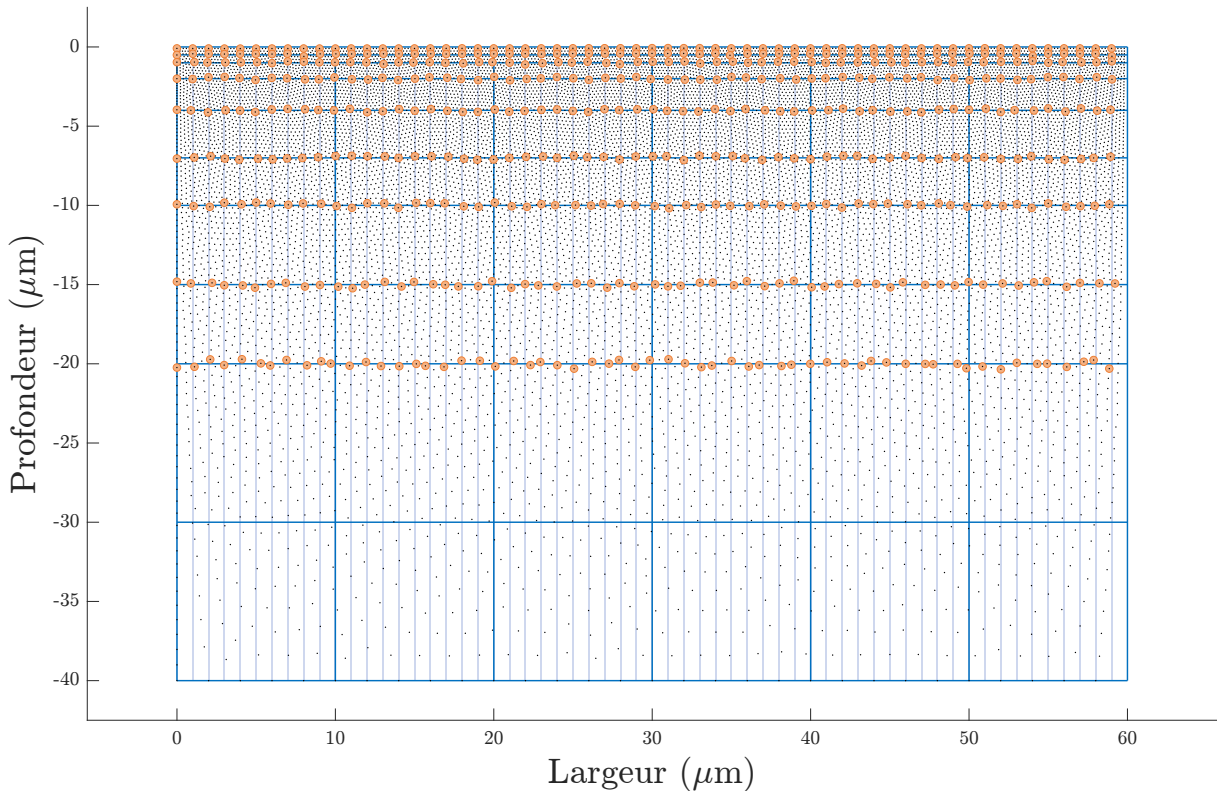


Figure III.6 – Position des points de mesure dans le premier corps inférieur.

En chacun de ces nœuds est mesurée l'intégralité des composantes du tenseur de contrainte $\bar{\sigma}$. Celui-ci est en déformations planes, d'où certaines valeurs nulles :

$$\bar{\sigma} = \begin{bmatrix} \sigma_{xx} & \tau_{xy} & 0 \\ \tau_{xy} & \sigma_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_{zz} \end{bmatrix} (\vec{x}, \vec{y}, \vec{z}) \quad (\text{III.1})$$

Les contraintes σ_{xx} , σ_{yy} et σ_{zz} sont les contraintes normales dans le repère $(\vec{x}, \vec{y}, \vec{z})$, tandis que la contrainte τ_{xy} désigne les contraintes de cisaillement dans ce même repère.

2 Conséquences de la raideur et de la cohésion

Dans un premier temps, l'analyse des résultats s'effectuera à un nombre de particules fixé, soit 700 particules. L'influence de l'épaisseur, et donc des simulations avec 300 et 1100 particules, sera étudiée dans la partie 3, page 120.

2.1 Influence sur la morphologie et la rhéologie du 3^e corps

2.1.1 Approche descriptive

Sur la figure III.8 sont représentées les morphologies du troisième corps en fonction du régime étudié, soit plastique, granulaire ou aggloméré. Les couleurs sont arbitraires et les premiers corps supérieurs et inférieurs sont tronqués. Des animations permettent de visualiser la rhéologie (ou cinématique) du troisième corps et sont disponibles sur la figure III.7.



Figure III.7 – Code QR pour accéder aux animations.
<https://www.olivierbouillanne.fr/these>

Le **régime plastique** \mathcal{P} , pour commencer, présente des particules très déformées. La compacité est quasiment maximale, très peu de vides sont observables. D'un point de vue rhéologique, son comportement fait penser à celui d'un écoulement laminaire, où les couches de particules semblent glisser les unes sur les autres. Les particules se déplacent peu sur l'axe \vec{y} .

Le **régime granulaire** \mathcal{G} est semblable aux simulations DEM classiques. Les particules se déforment peu, et, par conséquent, laissent des porosités. Ces vides sont cependant de petite taille, les particules se répartissant de manière homogène dans l'espace entre les deux premiers corps. D'un point de vue cinématique, chaque grain se déplace de manière indépendante.

Enfin, les trois **régimes agglomérés** \mathcal{A}_V ont des comportements à première vue semblables, très différents des régimes granulaire \mathcal{G} et plastique \mathcal{P} . Les particules forment de gros agglomérats qui « roulent » dans le contact. Plus la cohésion est élevée, plus les agglomérats semblent gros.

2.1.2 Approche quantitative : étude de la cohérence

Une manière de quantifier le comportement du troisième corps dans le contact est d'utiliser la cohérence, évoquée et expliquée plus tôt (voir partie II.3, page 70). Dans le cas présent, les simulations sont beaucoup plus longues, et devraient permettre d'extraire

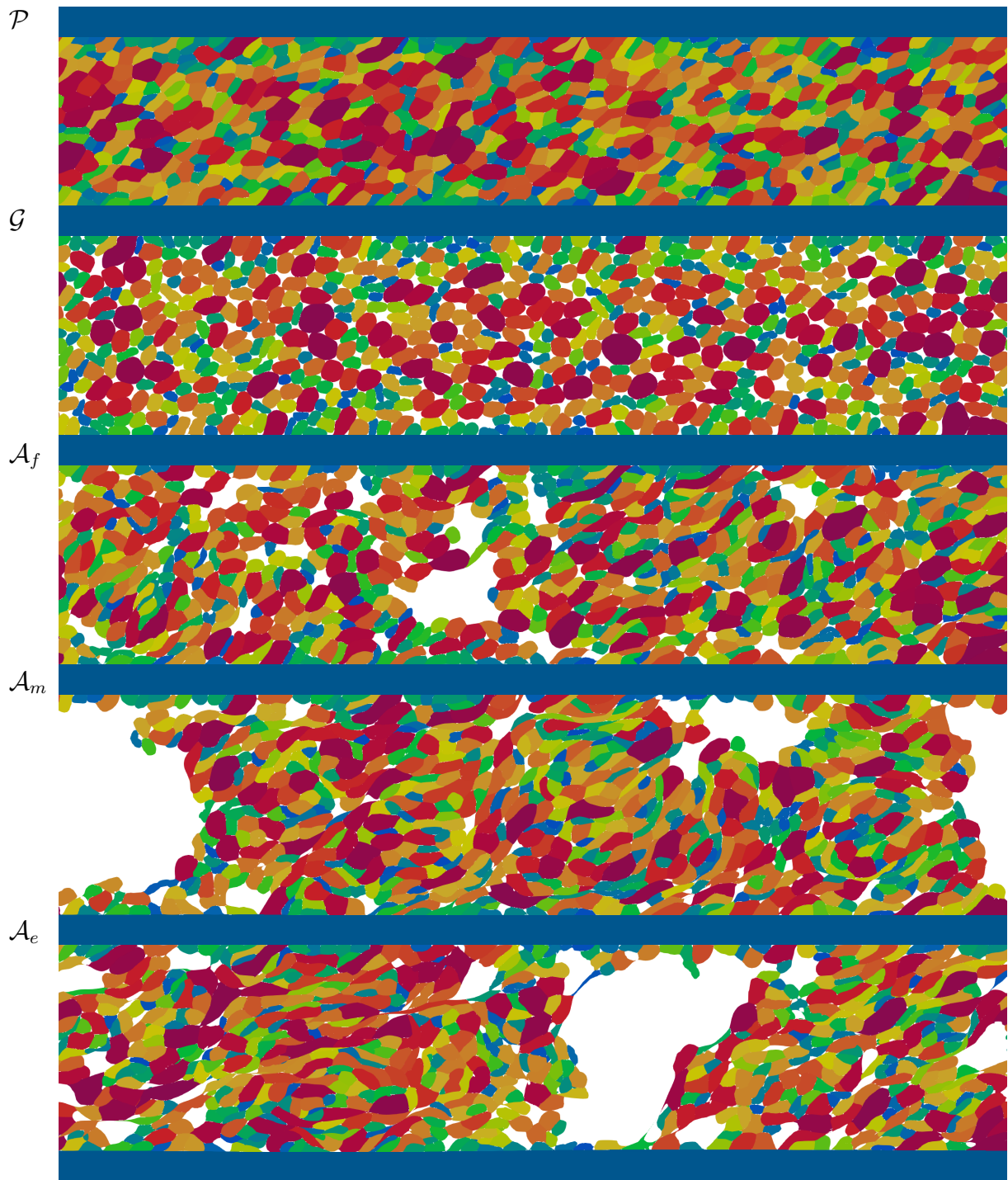


Figure III.8 – Morphologie du troisième corps pour les cinq régimes étudiés avec 700 particules. Les couleurs ne servent qu'à distinguer les différentes particules. Les premiers corps supérieurs et inférieurs sont tronqués.

des données statistiques beaucoup plus pertinentes. La méthode utilisée est identique, mais quelques paramètres changent.

Tout d’abord, le pas de temps d’acquisition des positions des particules est beaucoup plus faible, ce qui signifie que le mouvement des particules est connu avec davantage de précision. En effet, dans la partie précédente, 100 mesures étaient effectuées par période spatiale, contre 1000 ici. Ensuite, ce n’est pas la distance entre les deux premiers corps qui est imposée, mais la pression. Cela induit donc une possibilité de variation de l’espace dans lequel les particules peuvent se trouver au cours du temps. Enfin, les parois sont lisses, cela permet d’observer l’influence de la rugosité sur le mouvement des particules de troisième corps. Afin de simplifier l’analyse, les représentations utilisées seront similaires à l’étude menée précédemment.

Le champ de vitesse mesuré à un instant t est discrétisé en un maillage carré, avec un pas spatial de $\Delta x = \Delta y = 1 \mu\text{m}$. Cela permet d’obtenir une taille de maille proche de la taille d’une particule. La cohérence est filtrée à $\mathcal{C} > 0,8$. Afin de permettre une bonne identification des agglomérats, le champ de vitesse est calculé dans un repère se déplaçant à une vitesse de $V/2 = 50 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$, c’est-à-dire la vitesse moyenne entre les deux premiers corps.

Cette cohérence filtrée et empilée au cours du temps pour les cinq régimes étudiés avec 700 particules est visible sur la figure III.9. Une représentation cylindrique est choisie ici, car elle est plus lisible que la représentation « réaliste » présentée dans le chapitre II, du fait du nombre important d’agglomérats détectés.

La cohérence montre des profils variés en fonction du régime étudié. Le régime plastique \mathcal{P} présente de nombreuses petites structures, de faible durée de vie et étendue spatiale. Le régime granulaire \mathcal{G} est similaire, quoique la durée de vie des agglomérats semble légèrement plus longue. Très peu d’agglomérats tournant dans le sens positif (c’est-à-dire opposé au sens de cisaillement naturel) sont repérés pour ces deux régimes.

Les régimes agglomérés \mathcal{A}_V présentent quant à eux un profil très différent, avec des agglomérats qui persistent dans le temps et qui ont une étendue spatiale importante. De nombreux agglomérats qui tournent dans le sens positif sont aussi détectés, et ils présentent une étendue spatiale non négligeable. En revanche, leur durée de vie est plus faible que leurs analogues tournant dans le sens négatif. De petites différences sont décelables en fonction de la cohésion. Plus celle-ci est élevée, et plus la proportion d’agglomérats qui tournent dans le sens positif augmente. À cohésion très élevée, la durée de vie semble moindre.

La répartition du nombre de grains dans les structures en fonction du diamètre est tracée sur la figure III.10. Les régimes plastique \mathcal{P} et granulaire \mathcal{G} présentent un profil similaire. Le diamètre moyen des agglomérats est d’environ $3 \mu\text{m}$, avec une distribution légèrement plus serrée pour le régime plastique \mathcal{P} . Aucun agglomérat de plus de $7 \mu\text{m}$ n’est détecté. La proportion de grains concernés par le phénomène d’agglomération est

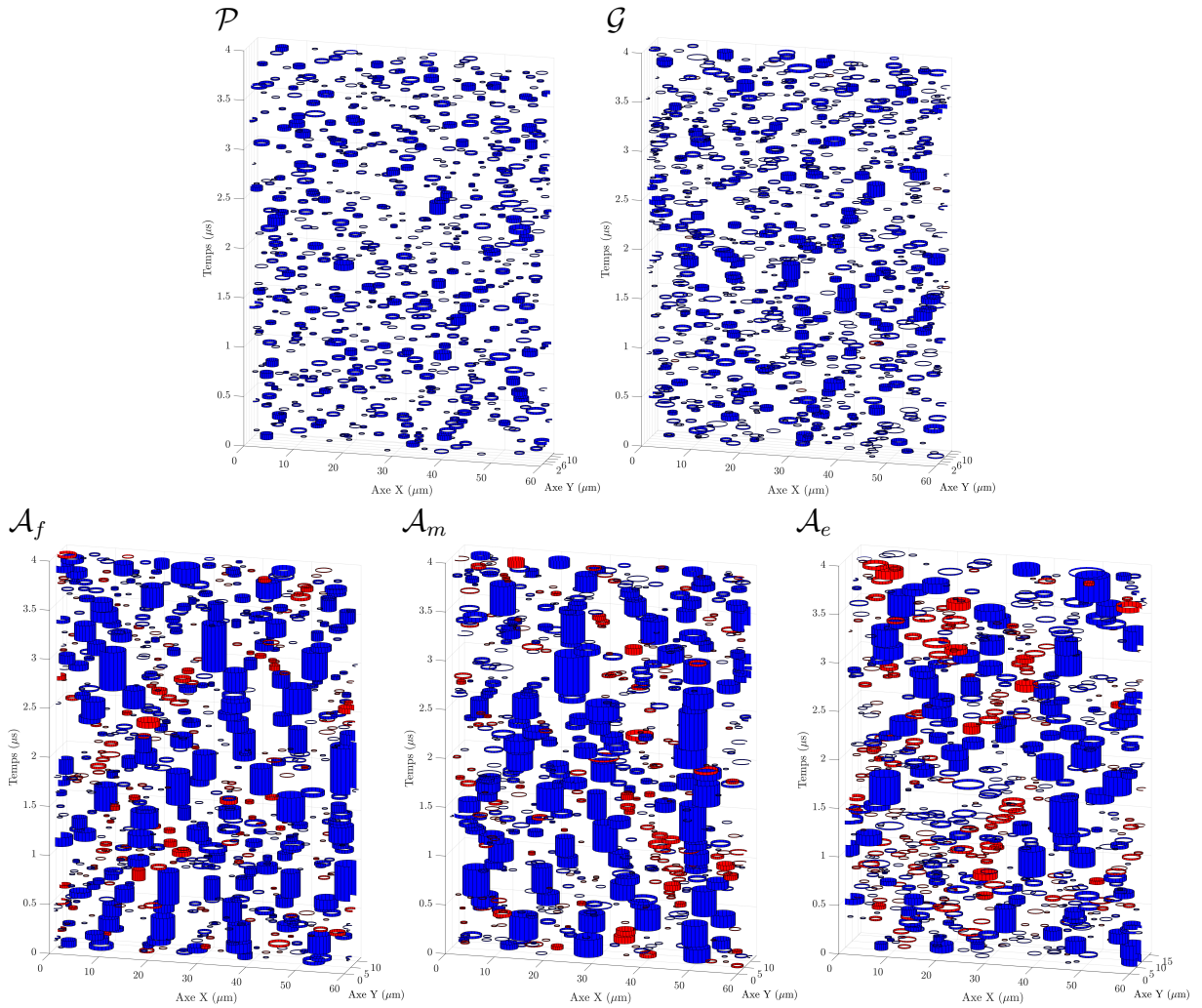


Figure III.9 – Cohérence filtrée et empilée au cours du temps pour les cinq régimes avec 700 particules, selon une représentation cylindrique. Les structures en rouge tournent dans le sens positif, et vice versa pour les bleues.

faible, entre 2 et 3%⁵, avec une proportion légèrement plus importante pour le régime granulaire \mathcal{G} .

Les régimes agglomérés \mathcal{A}_\forall , pour leur part, ont un comportement très différent des régimes précédents, et similaires entre eux. Leur taille moyenne est plus élevée, environ 6 μm . Cela correspond approximativement à la moitié de l'épaisseur de troisième corps pour ces simulations. Leur dispersion est beaucoup plus importante, des agglomérats de 10 μm sont détectés pour les simulations les plus cohésives \mathcal{A}_m et \mathcal{A}_e . La proportion de grains concernés présente en revanche une dissociation importante entre les deux régimes les plus faiblement cohésifs, \mathcal{A}_f et \mathcal{A}_m , avec le régime le plus cohésif \mathcal{A}_e . Dans celui-ci, 6% des grains participent au phénomène d'agglomération, contre 9% pour les deux autres. Une explication possible serait, qu'étant donné que dans ce régime cohésif \mathcal{A}_e , il n'y a quasiment qu'un seul agglomérat qui porte une charge très élevée, celui-ci peut se déformer beaucoup tout en roulant, ce qui perturbe la mesure de la cohérence.

5. Ce pourcentage est calculé à partir de l'intégrale de la courbe.

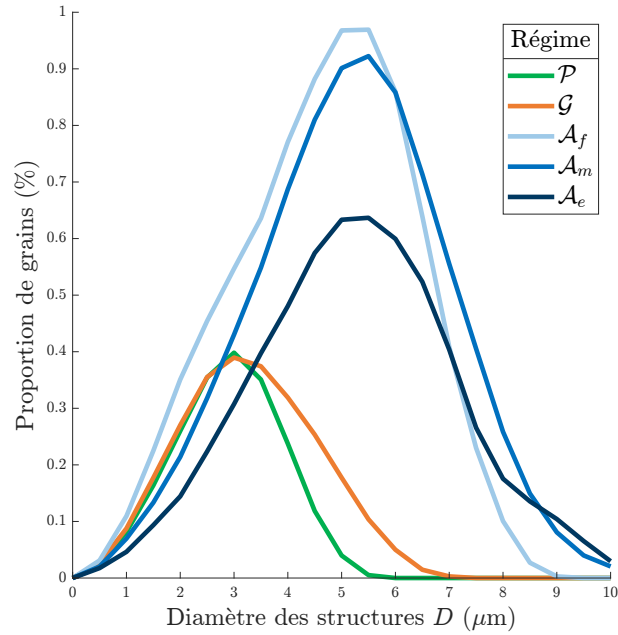


Figure III.10 – Répartition des structures en fonction du diamètre D des structures pour les cinq régimes. Largeur d'intervalle d'échantillonnage de $0,5 \mu\text{m}$.

Le même type de représentation peut être employé pour visualiser la distribution de la vitesse angulaire $\tilde{\omega}$ des agglomérats, et peut être vu sur la figure III.11. La vitesse angulaire est normalisée par rapport au taux de cisaillement dans l'interface, qui correspond à V/D , c'est-à-dire le rapport de la vitesse tangentielle par rapport à la distance entre les deux premiers corps. Cette distance varie en fonction des régimes, et varie au cours d'une même simulation, contrairement au cas présenté dans le chapitre II où la distance est imposée. Ici, la valeur moyenne de la distance entre les deux premiers corps pour chaque régime est utilisée pour la normalisation.

Les cinq régimes présentent des profils similaires, tous centrés autour de la valeur de 1, ce qui est égal au taux de cisaillement. Ce comportement est très différent des simulations du chapitre II, où les profils étaient très variés en fonction des régimes étudiés. Cela peut s'expliquer par le fait que l'entrefer n'est pas constant, et celui-ci pourrait s'adapter au comportement du troisième corps, et ainsi permettre aux agglomérats d'atteindre une vitesse de rotation la plus proche possible du taux de cisaillement. Cela pourrait également s'expliquer par l'étendue statistique beaucoup plus importante, ce qui lisse les résultats. Les régimes agglomérés \mathcal{A}_v sont ceux qui ont la plus large distribution statistique. Au sein de ces régimes, plus la cohésion est élevée et plus la distribution est importante.

La dernière figure III.12 présente la répartition des durées de vie des agglomérats \mathcal{V} . Les régimes plastique \mathcal{P} et granulaire \mathcal{G} présentent des durées de vie beaucoup plus courtes que les régimes agglomérés \mathcal{A}_v . Ces derniers ont des structures qui peuvent perdurer près de trois fois plus longtemps, jusqu'à $0,9 \mu\text{s}$ pour le régime le moins cohésif \mathcal{A}_f . Rapporté au taux de cisaillement $\dot{\gamma} = V/D$, ceci équivaut à environ à une déformation γ de 9.

Il est intéressant de noter que les cinq régimes ont la même proportion de grains qui forment des agglomérats de très faible durée de vie ($\mathcal{V} \leq 0,1 \mu\text{s}$), et c'est seulement

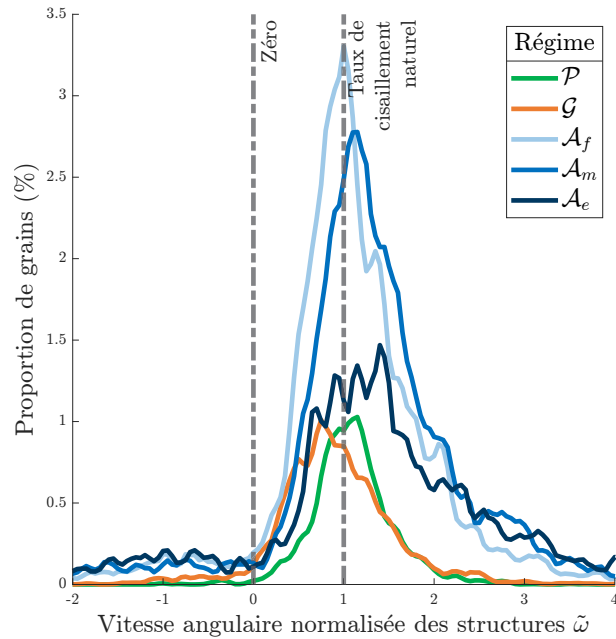


Figure III.11 – Répartition des structures en fonction de la vitesse angulaire normalisée $\tilde{\omega}$ des structures pour les cinq régimes. Largeur d'intervalle d'échantillonnage de 0,05.

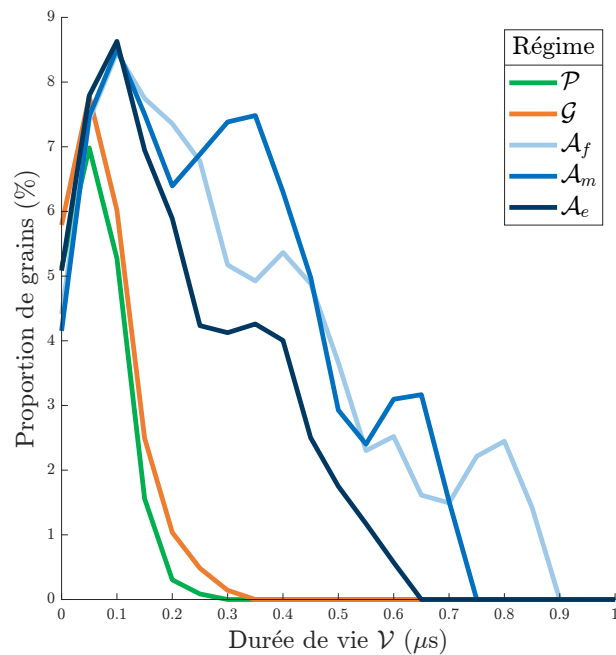


Figure III.12 – Répartition des structures en fonction de la durée de vie \mathcal{V} des structures pour les cinq régimes. Largeur d'intervalle d'échantillonnage de $0,5 \mu\text{s}$.

ensuite que les courbes divergent. Cela signifie qu'il y a autant d'agglomérats de très faible durée de vie, quels que soient les paramètres de raideur \tilde{E} et de cohésion \tilde{c} choisis. Une explication plausible serait que ces agglomérats à durée de vie très courte correspondent à un bruit de mesure. En effet, les régimes granulaires et plastiques ne semblent visuellement pas produire d'agglomérats.

2.2 Influence sur le mouvement relatif entre les deux premiers corps

La figure III.13 résume la distance relative D entre les premiers corps pour les cinq régimes étudiés. La valeur moyenne et son écart-type sont tracés en pointillés.

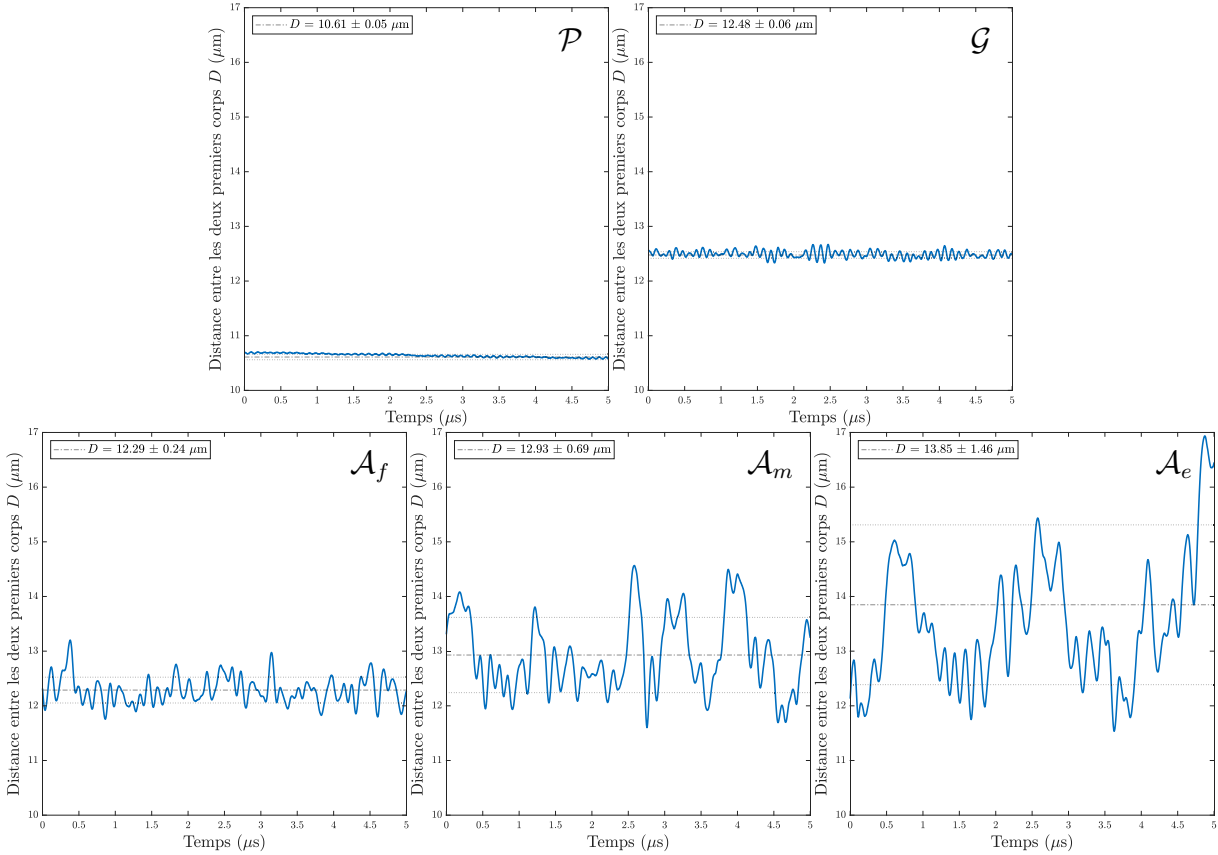


Figure III.13 – Distance relative D entre les deux premiers corps pour les simulations à 700 particules. De gauche à droite et de haut en bas : régime plastique \mathcal{P} , granulaire \mathcal{G} , aggloméré \mathcal{A}_f (cohésion faible), aggloméré \mathcal{A}_m (cohésion moyenne), aggloméré \mathcal{A}_e (cohésion élevée).

La valeur moyenne de la distance relative D du régime plastique \mathcal{P} , d'environ $10,6 \mu\text{m}$ est très inférieure à celle des autres régimes. Ceci s'explique par une porosité beaucoup plus faible, et donc un compactage plus important. Son écart-type est très resserré, signe d'un régime très « calme ».

Le comportement est semblable pour le régime granulaire \mathcal{G} , qui a en revanche une porosité plus importante, et donc une valeur moyenne plus importante. Une modulation de l'amplitude est observable, ce qui génère un écart-type légèrement plus élevé.

Enfin, les régimes agglomérés \mathcal{A}_v présentent des profils très différents des deux régimes précédents. L'augmentation de la cohésion est corrélée à une augmentation de la distance D entre les deux premiers corps. Cette augmentation de la cohésion est également associée à une augmentation de l'écart-type. Cela signifie que plus les particules sont cohésives et plus elles s'opposent à la pression P exercée sur le premier corps supérieur, le faisant remonter. Sur le régime le plus cohésif \mathcal{A}_e – et dans une moindre mesure, pour \mathcal{A}_m –

une périodicité d'environ $1,5 \mu\text{s}$ se dégage. Lorsqu'on compare avec les animations, on se rend compte que ceci correspond à la formation de très gros agglomérats qui repoussent le premier corps, puis qui se désagrègent et laissent ainsi le premier corps redescendre.

Dans un vrai contact, le déplacement n'est certainement pas aussi important, pour plusieurs raisons. D'une part, l'inertie des pièces mécaniques est beaucoup plus élevée que celle des pièces modélisées ici. D'autre part, seule une infime portion du contact est représentée. Dans la réalité, l'équilibre se fait sur une échelle beaucoup plus grande, et quelques agglomérats dans une zone du contact ne peuvent suffire à générer de tels déplacements.

2.3 Influence sur le coefficient de frottement

Le coefficient de frottement μ est déterminé à chaque instant de chaque simulation, en calculant le rapport de la force tangentielle sur la force normale (voir équation I.1, page 32). La figure III.14 permet de voir l'évolution du coefficient de frottement au cours du temps pour les cinq simulations.

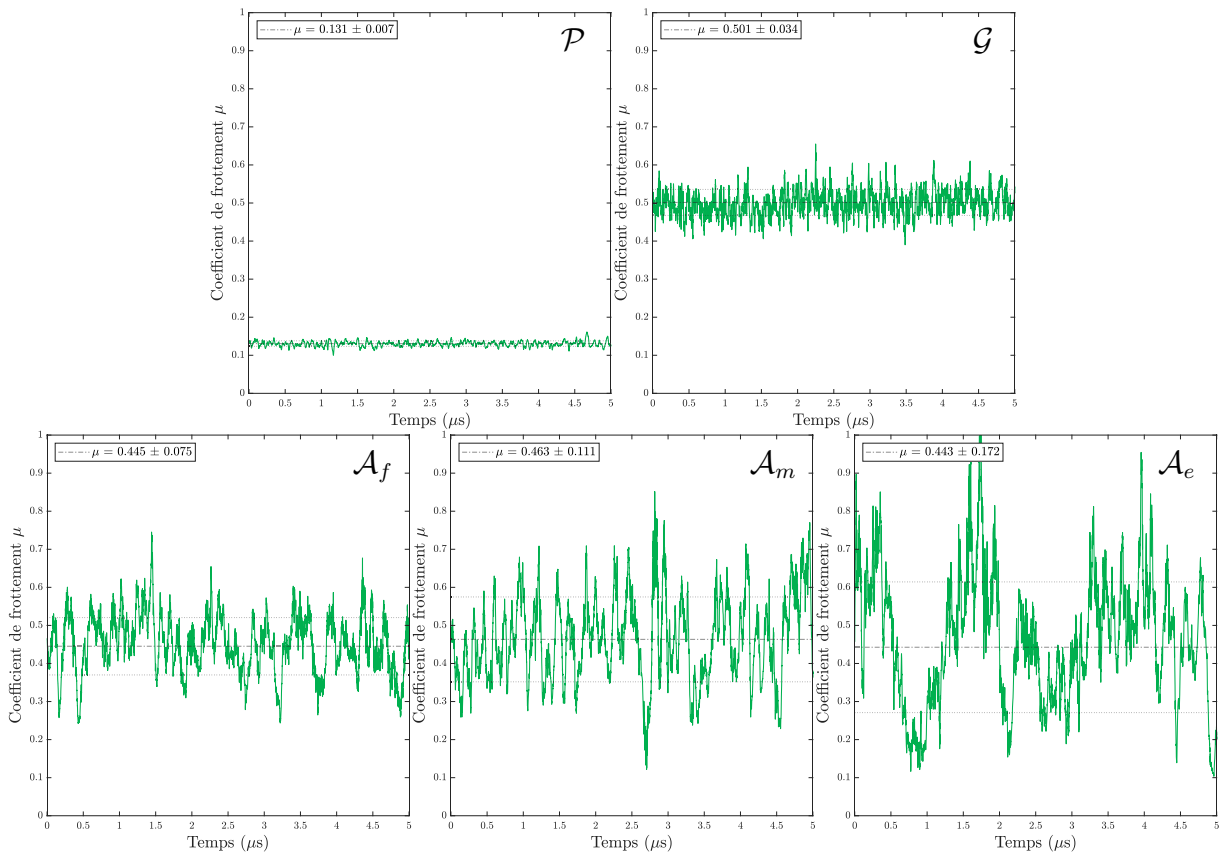


Figure III.14 – Coefficient de frottement μ en fonction du temps pour les cinq régimes étudiés à 700 particules. De gauche à droite et de haut en bas : régime plastique \mathcal{P} , granulaire \mathcal{G} , aggloméré \mathcal{A}_f (cohésion faible), aggloméré \mathcal{A}_m (cohésion moyenne), aggloméré \mathcal{A}_e (cohésion élevée).

Le coefficient de frottement du régime plastique \mathcal{P} est très faible, $\mu = 0,13$, et présente un écart-type très resserré. Concernant le régime granulaire \mathcal{G} , il a un coefficient de

frottement moyen beaucoup plus élevé, $\mu = 0,50$. L'écart-type est néanmoins assez faible, notamment en comparaison avec les régimes agglomérés \mathcal{A}_V .

Enfin, les régimes agglomérés \mathcal{A}_V ont un coefficient de frottement moyen μ inférieur au régime granulaire \mathcal{G} . Cependant, du fait de sa grande variabilité temporelle, le coefficient de frottement atteint régulièrement des valeurs beaucoup plus élevées. Plus la cohésion est élevée et plus ceci est marqué. Le régime le plus cohésif \mathcal{A}_e présente ainsi un coefficient de frottement évoluant de $\mu = 0,2$ à plus de $0,9$ au cours du temps. On peut également constater que, pour ce régime, le coefficient de frottement est en opposition de phase avec la distance D entre les deux premiers corps (voir figure III.13 – \mathcal{A}_e).

2.4 Influence sur les contraintes de von Mises

L'étude des contraintes subies par les premiers corps en fonction des régimes modélisés constitue l'intérêt majeur de ces simulations. En effet, les contraintes subies sont précurseuses de l'endommagement, puis de l'usure.

2.4.1 Définition des contraintes de von Mises

Comme défini dans l'équation III.1, page 99, le tenseur des contraintes synthétise l'ensemble des contraintes subies en chaque point du premier corps, dans le repère $(\vec{x}, \vec{y}, \vec{z})$. La matrice étant symétrique, il est donc possible de l'exprimer comme étant une matrice diagonale dans un repère $(\vec{I}, \vec{II}, \vec{III})$, appelées directions principales :

$$\bar{\bar{\sigma}} = \begin{bmatrix} \sigma_{xx} & \tau_{xy} & \tau_{xz} \\ \tau_{xy} & \sigma_{yy} & \tau_{yz} \\ \tau_{xz} & \tau_{yz} & \sigma_{zz} \end{bmatrix}_{(\vec{x}, \vec{y}, \vec{z})} = \begin{bmatrix} \sigma_I & 0 & 0 \\ 0 & \sigma_{II} & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_{III} \end{bmatrix}_{(\vec{I}, \vec{II}, \vec{III})} \quad (\text{III.2})$$

Où $\sigma_I \geq \sigma_{II} \geq \sigma_{III}$ sont les contraintes principales. Ce tenseur de contraintes $\bar{\bar{\sigma}}$ peut être exprimé comme la somme de deux tenseurs, le tenseur déviatorique, noté $\bar{\bar{\sigma}}_D$ et le tenseur sphérique, noté $\bar{\bar{\sigma}}_S$.

$$\bar{\bar{\sigma}} = \bar{\bar{\sigma}}_D + \bar{\bar{\sigma}}_S \quad (\text{III.3})$$

Le tenseur déviatorique $\bar{\bar{\sigma}}_D$ a une trace nulle par définition, la trace du tenseur sphérique $\bar{\bar{\sigma}}_S$ est donc égale à celle du tenseur des contraintes $\bar{\bar{\sigma}}$, et s'écrit alors :

$$\bar{\bar{\sigma}}_S = \begin{bmatrix} \sigma_H & 0 & 0 \\ 0 & \sigma_H & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_H \end{bmatrix}_{(\vec{I}, \vec{II}, \vec{III})} \quad (\text{III.4})$$

$$\sigma_H = \frac{\sigma_{xx} + \sigma_{yy} + \sigma_{zz}}{3} = \frac{\sigma_I + \sigma_{II} + \sigma_{III}}{3} \quad (\text{III.5})$$

σ_H désigne la contrainte hydrostatique, et constitue le premier invariant du tenseur de contraintes. Par soustraction, le tenseur déviatorique vaut alors :

$$\bar{\bar{\sigma}}_D = \begin{bmatrix} \sigma_H - \sigma_I & 0 & 0 \\ 0 & \sigma_H - \sigma_{II} & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_H - \sigma_{III} \end{bmatrix} (\vec{I}, \vec{II}, \vec{III}) \quad (\text{III.6})$$

Afin de synthétiser les composantes du tenseur déviatorique, une contrainte équivalente peut-être calculée. L'une des plus utilisée est la contrainte équivalente de von Mises σ_{VM} [Mises, 1913], qui découle du second invariant du tenseur de contraintes :

$$\sigma_{VM} = \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{(\sigma_I - \sigma_{II})^2 + (\sigma_{II} - \sigma_{III})^2 + (\sigma_{III} - \sigma_I)^2} \quad (\text{III.7})$$

Cette contrainte équivalente de von Mises est couramment utilisée comme critère pour déterminer si une pièce se déforme de manière élastique ou plastique. Elle est particulièrement adaptée aux métaux.

2.4.2 Analyse des contraintes de von Mises

Les champs de contraintes de von Mises dans le troisième corps et le premier corps, pris à un instant t sont visibles sur la figure III.15. Des animations qui permettent de visualiser l'évolution temporelle sont également disponibles via le code QR sur la figure III.7.

Les champs de contrainte sont très variés selon les régimes étudiés. Le régime plastique \mathcal{P} génère une contrainte de von Mises très faible, que ce soit dans le premier corps ou dans le troisième corps. Sur l'animation, ces contraintes évoluent très peu au fil du temps.

Le régime granulaire \mathcal{G} , quant à lui, présente des motifs très caractéristiques des matériaux granulaires. Il est possible d'observer des chaînes de forces (similaires à celles qui sont visibles sur la figure I.21, page 50), des ensembles de grains contraints dans une direction diagonale. Ces chaînes de forces s'opposent au mouvement. Sur l'animation, ces chaînes se créent et se détruisent rapidement, de sorte que tous les grains, à un moment ou à un autre, font partie d'une chaîne de force. Concernant le premier corps, des concentrations de contraintes très importantes peuvent être vues au pied de ces chaînes, tandis que des points très proches ne sont pas chargés. Il y a peu d'évolution temporelle dans la zone proche de la surface, les zones contraintes le restant tout au long de la simulation. Plus en profondeur, des variations lentes de contraintes sur une grande étendue spatiale sont observées.

Enfin, dans les régimes agglomérés \mathcal{A}_v , il est difficile d'interpréter les champs de contrainte dans le troisième corps. Les grains situés dans de gros agglomérats sont généralement très contraints, tandis que les agglomérats plus petits le sont moins. Dans le premier corps, une différence notable peut être observée en fonction de la cohésion. Lorsque la cohésion est faible (régime \mathcal{A}_f), les contraintes dans le premier corps sont similaires à ce qui peut être vu sur le régime granulaire \mathcal{G} : à proximité de la surface des zones très chargées et d'autres peu, tandis qu'en profondeur, il y a une fluctuation lente

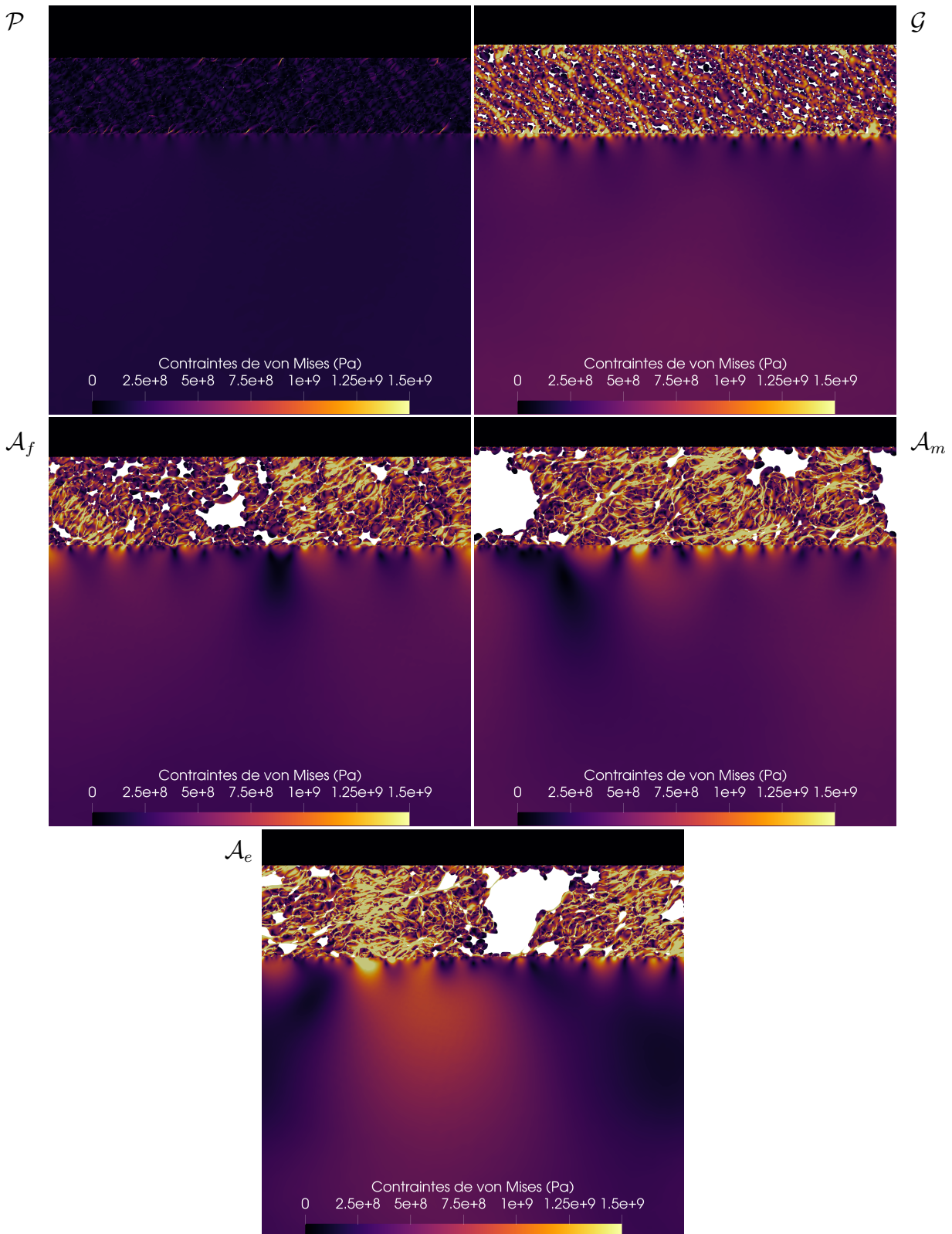


Figure III.15 – Champs de contraintes équivalentes de von Mises σ_{VM} pour les 5 simulations étudiées. Le premier corps supérieur est plus ou moins tronqué. Les échelles spatiales et de contraintes sont identiques sur les cinq figures. De gauche à droite et de haut en bas : régime plastique \mathcal{P} , granulaire \mathcal{G} , aggloméré \mathcal{A}_f (cohésion faible), aggloméré \mathcal{A}_m (cohésion moyenne), aggloméré \mathcal{A}_e (cohésion élevée).

et homogène des contraintes. Plus la cohésion augmente, et plus le champ de contraintes dans le premier corps est inhomogène : les zones situées sous les agglomérats subissent des contraintes très importantes, tandis que d'autres zones sont aussi peu chargées que dans le régime plastique \mathcal{P} .

La figure III.16 permet de synthétiser ces informations sur les contraintes équivalentes de von Mises σ_{VM} en fonction de la profondeur. Les écarts-types spatiaux et temporels sont tracés. Les cinq régimes ont des profils très différents. Le régime plastique \mathcal{P} subit une contrainte moyenne très faible, qui varie très peu dans le temps et dans l'espace. Dans le cas du régime granulaire \mathcal{G} , la contrainte à proximité de la surface est très élevée, mais celle-ci décroît très rapidement. Alors que l'écart-type temporel est quasiment constant en fonction de la profondeur, l'écart-type spatial se réduit avec la profondeur. Cela signifie que plus on se situe en profondeur, et plus les contraintes sont homogènes dans l'espace, mais ces contraintes évoluent dans le temps de manière beaucoup plus importante que dans le cas du régime granulaire \mathcal{G} .

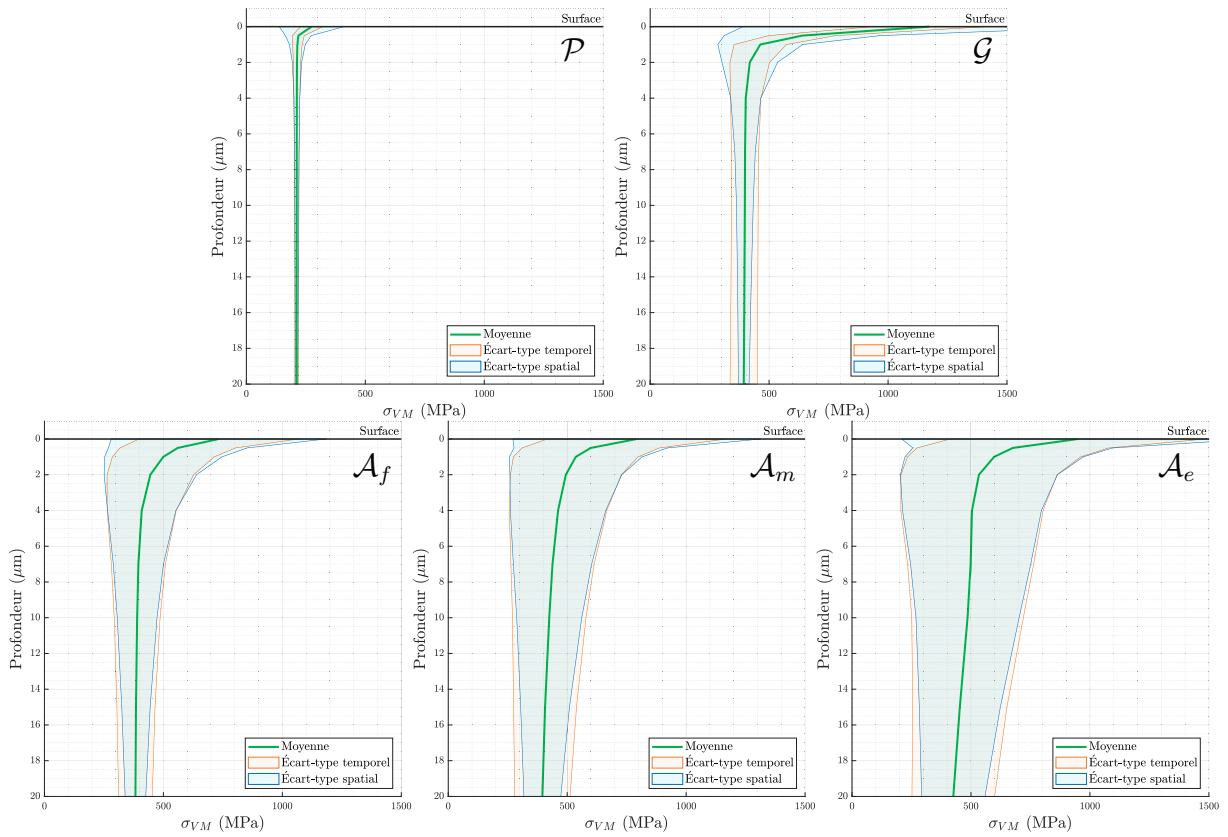


Figure III.16 – Contraintes de von Mises σ_{VM} en fonction de la profondeur, avec leurs écarts-types temporels et spatiaux associés. De gauche à droite et de haut en bas : régime plastique \mathcal{P} , granulaire \mathcal{G} , aggloméré \mathcal{A}_f (cohésion faible), aggloméré \mathcal{A}_m (cohésion moyenne), aggloméré \mathcal{A}_e (cohésion élevée).

Les régimes agglomérés \mathcal{A}_v présentent une contrainte moyenne similaire, mais l'écart-type temporel et spatial augmente beaucoup tandis que la cohésion croît. Le régime le moins cohésif \mathcal{A}_f a un profil qui se rapproche du régime granulaire \mathcal{G} , avec une décroissance de l'écart-type spatial beaucoup plus rapide que celle de l'écart-type temporel.

Il est intéressant de représenter les contraintes au cours du temps sous forme d'une carte, dont l'abscisse correspond à la largeur du contact, et l'ordonnée, au temps. Ceci peut être réalisé pour les neuf profondeurs auxquelles les contraintes sont mesurées, et fournir ainsi neuf cartes de contraintes au cours du temps. Un exemple peut être vu sur la figure III.17 pour le régime \mathcal{A}_m .

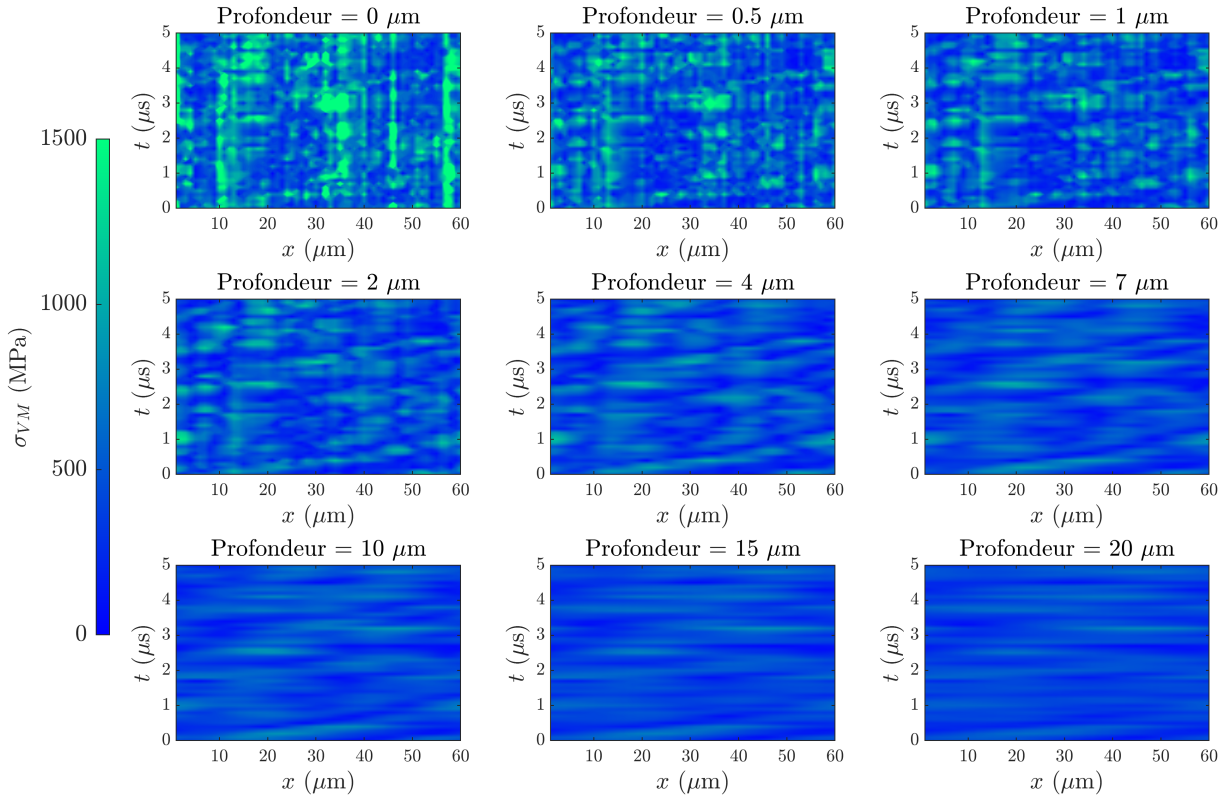


Figure III.17 – Contraintes de von Mises équivalentes σ_{VM} à différentes profondeurs pour le régime aggloméré \mathcal{A}_m , sur toute la largeur du contact et en fonction du temps.

Les contraintes sont de plus en plus ténues à mesure que la profondeur augmente. Au niveau de la surface, c'est-à-dire à une profondeur de $0 \mu\text{m}$, des contraintes très élevées apparaissent, et demeurent fixes dans le temps (elles forment une ligne verticale). À mesure que la profondeur augmente, ces motifs verticaux disparaissent, et laissent place à des motifs horizontaux. Ceci signifie qu'à grande profondeur ($\geq 10 \mu\text{m}$) les contraintes durent peu de temps, mais sont très étalées dans l'espace.

Afin de simplifier l'analyse, les cartes de contraintes pour les cinq régimes sont tracées sur la figure III.18 en se restreignant à une profondeur de $1 \mu\text{m}$. En effet, c'est à cette profondeur que des différences caractéristiques sont visibles sur les cinq régimes. Les autres cartes de contraintes complètes sont disponibles dans l'annexe A.

Le régime plastique \mathcal{P} , une fois encore, présente une contrainte de von Mises σ_{VM} très faible par rapport aux autres régimes. Le régime granulaire \mathcal{G} , lui, dévoile des motifs verticaux caractéristiques de contraintes stationnaires. Enfin, les régimes agglomérés contiennent des motifs verticaux, mais aussi diagonaux. Ceci est dû au passage de très gros agglomérats qui se déplacent dans le contact. Cela est particulièrement visible sur le

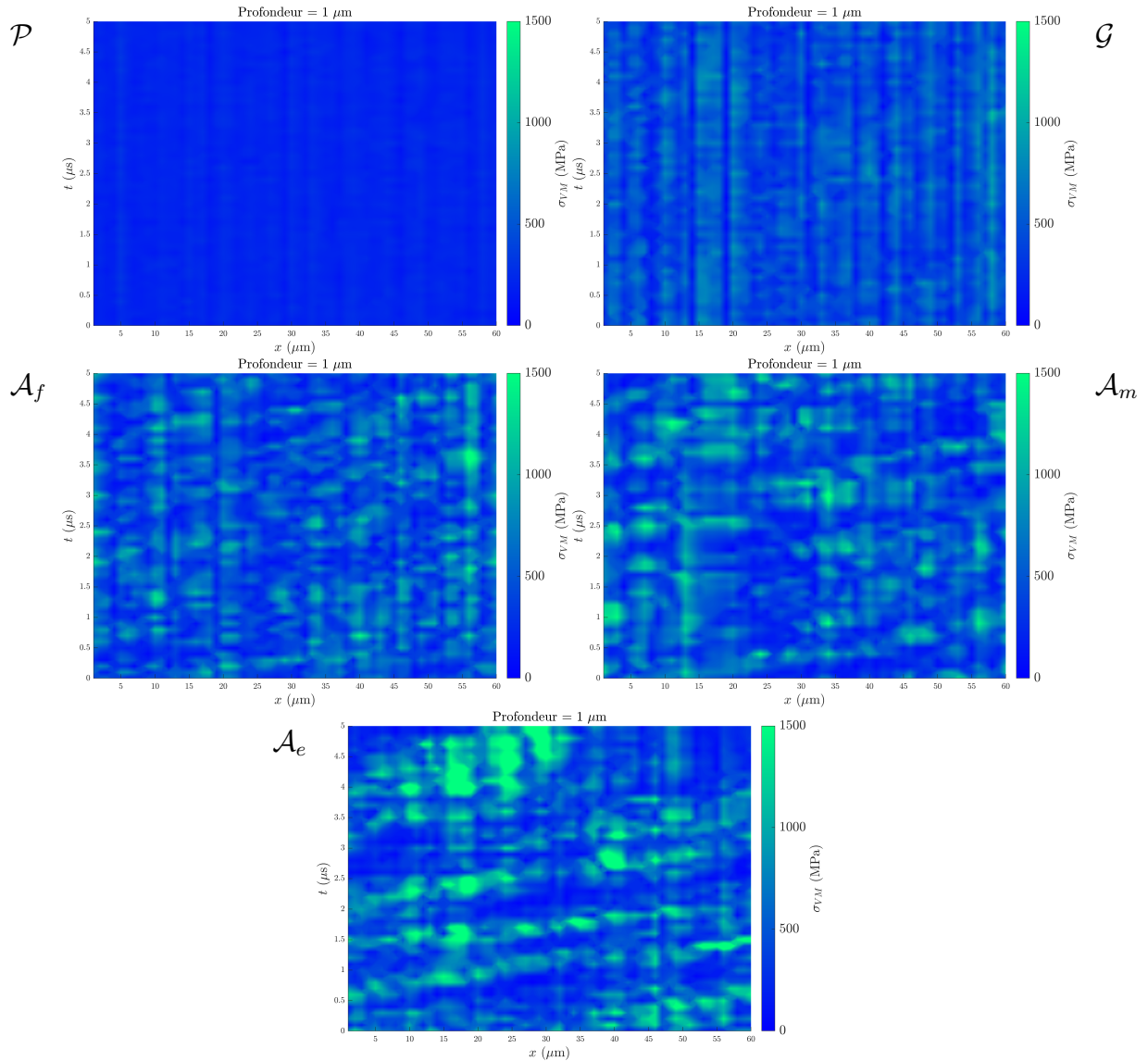


Figure III.18 – Carte des contraintes de von Mises σ_{VM} selon la largeur du contact et le temps, à 1 μm de profondeur pour les cinq régimes avec 700 particules. De gauche à droite et de haut en bas : régime plastique \mathcal{P} , granulaire \mathcal{G} , aggloméré \mathcal{A}_f (cohésion faible), aggloméré \mathcal{A}_m (cohésion moyenne), aggloméré \mathcal{A}_e (cohésion élevée).

régime \mathcal{A}_e , dont on peut même calculer la vitesse de déplacement approximative de l'agglomérat. Cet agglomérat parcourt trois fois 60 μm en 2,5 μs , soit une vitesse de 72 $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$, ce qui est proche de la vitesse moyenne entre les deux corps de 50 $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$. Ces résultats doivent cependant être nuancés, car le modèle utilisé est purement élastique, ce qui contribue à expliquer certains motifs (verticaux notamment).

2.5 Influence sur la triaxialité des contraintes

2.5.1 Définition de la triaxialité des contraintes

La contrainte équivalente de von Mises σ_{VM} ne s'appuie que sur la partie déviatorique du tenseur des contraintes. Cela constitue une de ses faiblesses, car la partie sphérique n'est pas prise en compte. En clair, seules les composantes de cisaillement sont prises en compte par la contrainte de von Mises, sans tenir compte des efforts normaux. Pour pallier ce problème, une solution consiste à étudier la triaxialité des contraintes T_X . Celle-ci est définie comme le rapport de la contrainte hydrostatique sur la contrainte équivalente de von Mises :

$$T_X = \frac{\sigma_H}{\sigma_{VM}} \quad (\text{III.8})$$

La triaxialité T_X exprime ainsi un rapport entre l'invariant du tenseur sphérique (contrainte hydrostatique σ_H) et un invariant du tenseur déviatorique (contrainte équivalente de von Mises σ_{VM}).

Mathématiquement, la triaxialité T_X atteint des valeurs particulières dans certains cas particuliers : traction uni- et biaxiale, cisaillement pur et compression uni- et biaxiale. Ces valeurs sont indépendantes des lois de comportement choisies. Les valeurs qu'atteint la triaxialité T_X dans ces configurations sont résumées dans le tableau III.3⁶.

	T_X
Équibicompression	$-2/3$
Compression uniaxiale	$-1/3$
Cisaillement pur	0
Traction uniaxiale	$1/3$
Équibitraction	$2/3$

Tableau III.3 – Valeurs de la triaxialité des contraintes T_X dans certains cas particuliers.

Lorsque toutes les directions principales subissent la même contrainte de traction, la triaxialité T_X tend vers $+\infty$. De même, elle tend vers $-\infty$ lorsque ces directions principales subissent une compression identique. En clair, lorsque la triaxialité T_X est proche de zéro, cela signifie que ce sont les forces de cisaillement qui sont majoritaires. En revanche, quand elle s'en éloigne, ce sont les contraintes de compression ou de traction (selon le signe de la triaxialité) qui prennent le dessus.

Des travaux ont montré que lorsque la triaxialité des contraintes T_X augmente, la ductilité des matériaux diminue [Bridgman, 1964 ; Pugh, 1970]. Des auteurs ont utilisé la triaxialité pour étudier les endommagements subis par un matériau [McClintock, 1968 ; Rice et Tracey, 1969]. Ces derniers ont montré que la fracture des métaux ductiles dépend fortement de la contrainte hydrostatique σ_H . La triaxialité est utilisée dans de nombreux modèles d'endommagement [Johnson et Cook, 1983 ; Lemaitre, 1985 ; Xue, 2007].

6. L'angle (ou paramètre) de Lode [Lode, 1925] est un autre invariant sans dimension similaire utilisé en mécanique du solide pour étudier l'endommagement, mais ne sera pas employé au cours de cette étude, car il est constant (ou même nul, selon le choix de la définition de cet angle) en déformations planes.

En fonction de la triaxialité des contraintes T_X , l'endommagement subi par les métaux ductiles n'est pas le même [Hancock et Mackenzie, 1976 ; Atkins, 1996 ; Darlet, 2014 ; Cao et Bouchard, 2016]. Lorsque la triaxialité est élevée – ou, au moins, positive – l'endommagement se produit par la formation (germination), la croissance et la coalescence de cavités⁷ au sein du matériau. En revanche, lorsque la triaxialité est négative, la pression hydrostatique l'est également. Cela « protège » le matériau en limitant l'apparition de cavités. Il peut cependant se produire des microfissures causées par le cisaillement [Bao et Wierzbicki, 2004]. Ces microfissures peuvent également apparaître pour une triaxialité faible et positive. Il existe un seuil de triaxialité, inférieur à 0, en deçà duquel plus aucun endommagement ne se produit [Bao et Wierzbicki, 2005].

Il est ainsi possible de résumer l'endommagement subi par les métaux ductiles en fonction de la valeur de la triaxialité, comme cela est représenté sur la figure III.19. En deçà de $T_{X,1}$, il n'y a pas d'endommagement. Entre $T_{X,1}$ et $T_{X,2}$, des microfissures se forment à cause du cisaillement. Au-delà de 0, des cavités se forment dans le matériau. Il y a donc un intervalle entre 0 et $T_{X,2}$ dans lequel se produisent à la fois de la microfissuration et de la formation de cavités.

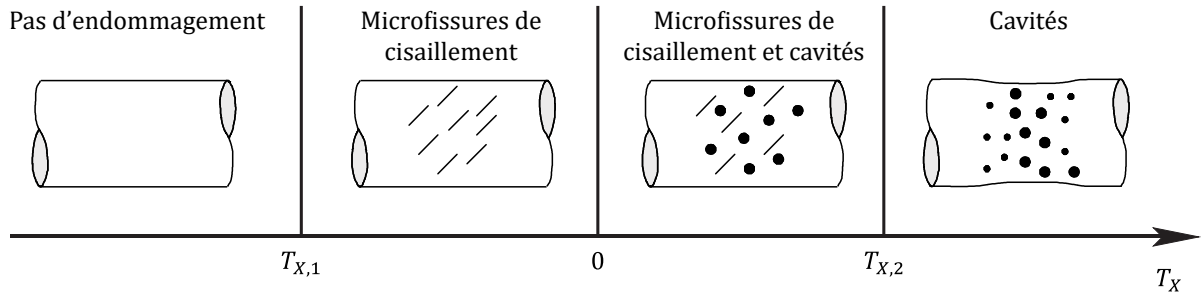


Figure III.19 – Type d'endommagement en fonction de la triaxialité T_X , adapté de [Brüning et Gerke, 2011].

Ces valeurs de $T_{X,1}$ et $T_{X,2}$ semblent similaires pour de nombreux métaux ductiles [Bao et Wierzbicki, 2005 ; Brüning et Gerke, 2011]. Des valeurs de $T_{X,1} = -1/3$ et $T_{X,2} = 1/3$ seront utilisées par la suite, car elles sont dans la gamme des mesures expérimentales de l'endommagement en fonction de la triaxialité [Bao et Wierzbicki, 2004 ; Beese *et al.*, 2010].

2.5.2 Application de la triaxialité sur les simulations

L'utilisation de la triaxialité permet de donner un premier aperçu du type d'endommagement que pourra subir le premier corps en fonction des contraintes. Le modèle présenté par la suite est simple et ne se substitue pas à un modèle plus détaillé de mécanique de l'endommagement et de la rupture.

7. On trouve dans la littérature anglophone le terme *voids*, tandis qu'en français les termes *microcavités* et *pores* sont aussi utilisés. Par la suite, *cavités* sera employé, mais pourrait être substitué par l'un de ses synonymes.

Une approche couramment utilisée en mécanique de la rupture consiste à définir une contrainte limite d'endurance σ_D (en MPa). Cette grandeur, inférieure à la limite élastique du matériau R_e , définit une contrainte en deçà de laquelle le matériau ne subit aucun endommagement. Au-delà de cette limite d'endurance, tout en restant inférieure à la limite élastique R_e , le matériau peut être endommagé s'il subit des contraintes répétées au cours du temps (fatigue).

La mesure expérimentale de σ_D pour le Ti6Al4V fait l'objet de plusieurs travaux [Morrissey et Nicholas, 2005 ; Cellier *et al.*, 2014]. Celle-ci varie en fonction de la structure cristallographique de l'alliage (α ou β), de la rugosité, de la température, de la présence ou non d'inclusions, etc. Un encadrement de $\sigma_D \in [390 \text{ MPa} ; 450 \text{ MPa}]$ semble une bonne approximation [Cellier, 2013]. Par la suite, la valeur de $\sigma_D = 400 \text{ MPa}$ pour le Ti6Al4V est retenue.

Pour déterminer l'endommagement potentiel que pourrait subir le matériau, la triaxialité T_X est calculée à différentes profondeurs du premier corps déformable, sur toute la largeur du contact et au cours du temps, à partir des contraintes hydrostatiques σ_H et des contraintes équivalentes de von Mises σ_{VM} . Un seuillage est ensuite effectué pour ne retenir que les zones où $\sigma_{VM} \geq \sigma_D$. Enfin, à chaque zone détectée, un mode d'endommagement est attribué en fonction de la valeur de T_X par rapport aux valeurs $T_{X,1}$ et $T_{X,2}$. L'ensemble de la procédure est résumé sur la figure III.20, pour les contraintes représentées dans toute la largeur à une profondeur de $1 \mu\text{m}$ et en fonction du temps, dans le cas du régime \mathcal{A}_m , avec 700 particules.

La triaxialité des contraintes peut être représentée sous forme de carte, de la même manière que sur la figure III.18, dont on peut voir un exemple sur la figure III.20 – E et retrouver les cartes complètes dans l'annexe A. Cependant, une approche plus intéressante consiste à empiler les zones d'endommagement en fonction de la profondeur afin de quantifier un endommagement cumulé, comme sur la figure III.21. Ainsi, il est possible de visualiser pour chaque régime la proportion de chaque mode d'endommagement en fonction de la profondeur. Cependant, la notion de « mode d'endommagement » utilisée ici ne signifie pas que le matériau est réellement endommagé. Cela signifie plutôt qu'à terme, au cours d'un nombre de cycles beaucoup plus important, les endommagements subis seront plutôt de tel ou tel type. Les simulations sont trop courtes – quelques microsecondes – pour que l'on ne puisse parler d'endommagement, et plus encore, d'usure. L'usure est un phénomène qui se produit sur des temps beaucoup plus longs, sans quoi les pièces s'useraient en quelques instants.

Le régime plastique \mathcal{P} présente une triaxialité des contraintes très faible, et par conséquent des modes d'endommagement quasiment absents, à l'exception de l'extrême surface. Dans le cas du régime granulaire \mathcal{G} , seule une fine couche sous la surface subit potentiellement un endommagement. Celui-ci est un mélange de microfissuration et de formation de cavités, dans une proportion similaire.

Les régimes agglomérés \mathcal{A}_v présentent quant à eux des profils d'endommagement qui vont beaucoup plus en profondeur, notamment pour le régime le plus cohésif, \mathcal{A}_e . La part de l'endommagement liée à la formation de cavités demeure relativement constante

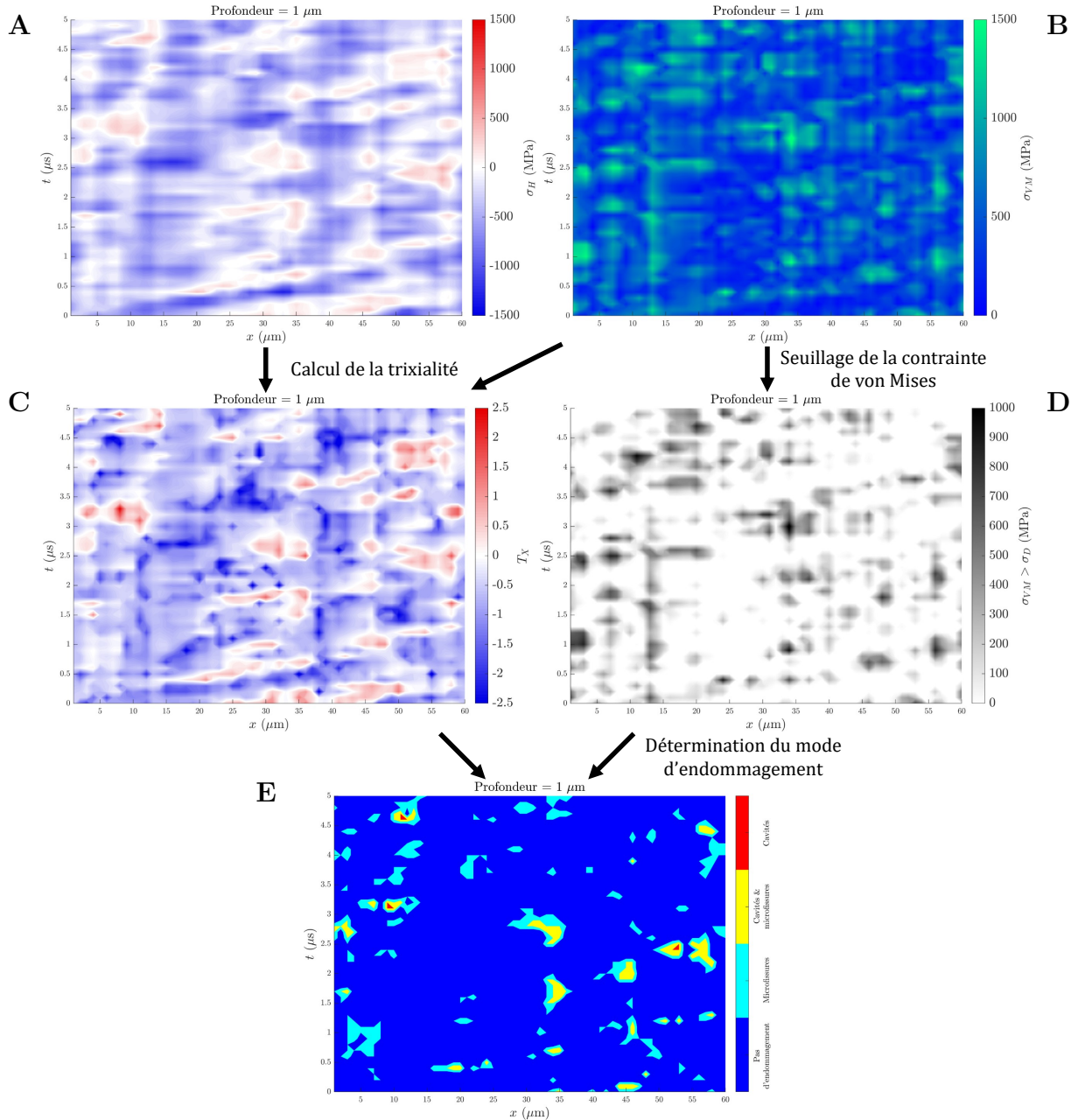


Figure III.20 – Schéma de détermination de l'endommagement, pour le régime \mathcal{A}_m avec 700 particules à $1 \mu\text{m}$ de profondeur. **A** : Carte des contraintes hydrostatiques σ_H . **B** : Carte des contraintes de von Mises σ_{VM} . **C** : Carte de la triaxialité des contraintes T_X . **D** : Seuillage des contraintes de von Mises σ_{VM} en fonction de la limite d'endurance σ_D . **E** : Détermination du mode d'endommagement en fonction de T_X , $T_{X,1}$ et $T_{X,2}$, pour les zones où la contrainte de von Mises σ_{VM} est supérieure à la limite d'endurance σ_D .

entre le régime le moins cohésif \mathcal{A}_f et celui intermédiaire \mathcal{A}_m , et augmente un peu pour le régime \mathcal{A}_e . En revanche, la part d'endommagement liée à de la microfissuration est élevée. Dans cette zone, cela signifie que la pression hydrostatique est négative et bloque la formation de fissures. Cependant, cela ne peut empêcher l'apparition de microfissures liées au cisaillement.

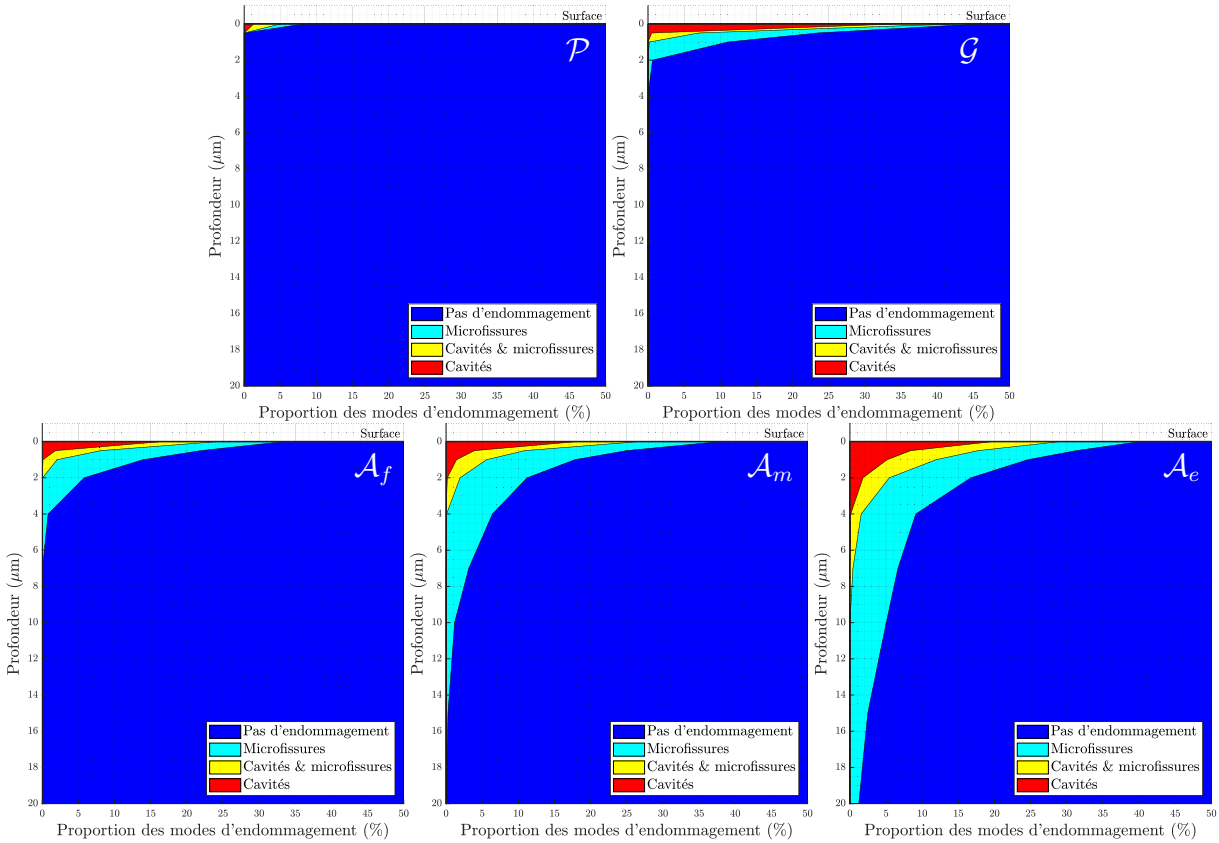


Figure III.21 – Répartition des modes d'endommagement en fonction de la profondeur, pour les cinq régimes étudiés avec 700 particules. De gauche à droite et de haut en bas : régime plastique \mathcal{P} , granulaire \mathcal{G} , aggloméré \mathcal{A}_f (cohésion faible), aggloméré \mathcal{A}_m (cohésion moyenne), aggloméré \mathcal{A}_e (cohésion élevée).

2.6 Conclusion sur les conséquences des différents régimes

En conclusion, le régime plastique \mathcal{P} semble être le cas où les premiers corps sont les moins sollicités et endommagés. Le troisième corps joue son rôle de protection des surfaces, en accommodant les vitesses, mais surtout en limitant la transmission de forces tangentielles. Cela se traduit par un coefficient de frottement faible (voir figure III.14) ; mais aussi par une triaxialité des contraintes très négative, c'est-à-dire pas d'endommagement (voir figure III.21). En effet, puisque la contrainte hydrostatique σ_H est négative et très importante (en valeur absolue) par rapport aux contraintes de von Mises σ_{VM} , ni fissures ni cavités ne peuvent se former.

En revanche, dans les autres cas, granulaire et aggloméré, le troisième corps protège moins bien les premiers corps. Bien qu'il remplisse ses trois rôles – séparer les surfaces, accommoder les vitesses et transmettre les charges –, il ne se contente pas de transmettre une charge normale, mais transmet également un effort tangentiel, ce qui provoque, d'une part, une augmentation du coefficient de frottement (voir figure III.14), et, d'autre part, un endommagement plus sévère des premiers corps. Cependant, le mécanisme qui mène à transmettre un effort tangentiel n'est pas le même selon le type de régime.

Dans le cas du régime granulaire \mathcal{G} , la formation de chaînes de forces dans le premier corps (voir figure III.15) mène à créer une force qui s’oppose au mouvement relatif entre les deux premiers corps. Par réaction, cette force en partie tangentielle se transmet à travers le premier corps et génère une triaxialité proche de 0 à proximité de la surface. En revanche, les contraintes sont vite réduites en profondeur (voir figures III.16 et III.21). La contrainte hydrostatique σ_H reste globalement négative, ce qui évite la sollicitation en traction du premier corps, et donc la formation de cavités.

Pour les régimes agglomérés \mathcal{A}_V , le mécanisme est différent. Le troisième corps s’agglomère, et va exercer des contraintes beaucoup plus importantes sur les premiers corps. Notamment, en roulant dans le contact, ces agglomérats vont générer des concentrations de contraintes beaucoup plus importantes, à des profondeurs plus élevées (voir figure III.16), mais vont aussi solliciter en traction les premiers corps. En effet, ces régimes étant très cohésifs, les agglomérats adhèrent aux surfaces et génèrent une force d’adhésion, similaire à celle que l’on peut trouver dans les tests de pelage. Cette force d’adhésion reste localisée au niveau de la surface, ce qui explique que la triaxialité ne soit positive que dans cette zone, et peut provoquer la formation de cavités. La microfissuration peut se faire à des profondeurs plus importantes, à cause des concentrations de contraintes générées par les agglomérats. La présence de traction au sein du contact peut sembler contre-intuitive, mais un mécanisme similaire peut être retrouvé dans des simulations d’arrachement d’aspérités (voir figure III.22).

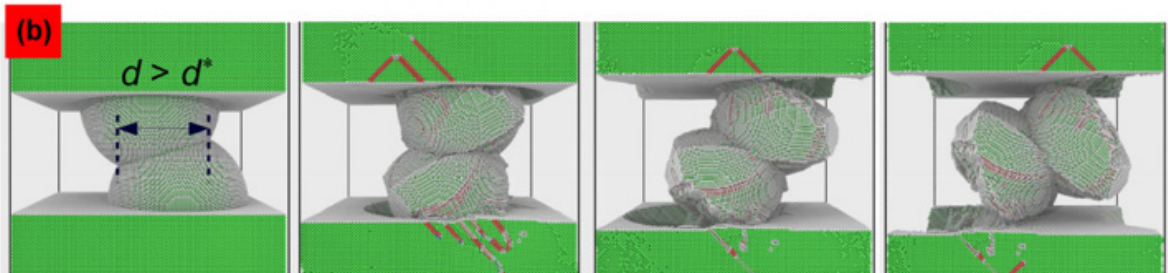


Figure III.22 – Modélisation en dynamique moléculaire de l’endommagement d’aspérité. De la traction apparaît au cours de l’arrachement [Molinari et al., 2018].

Le coefficient de frottement semble par ailleurs ne pas être un indicateur suffisant pour estimer la sévérité des sollicitations subies par les premiers corps. Les approches macroscopiques de prédiction de l’usure se doivent d’intégrer dans leur formulation une prise en compte du régime de troisième corps.

3 Conséquences de l'épaisseur

Cette partie vise à étudier les conséquences de l'épaisseur de troisième corps. Les données sont résumées, et l'ensemble des figures est disponible dans l'annexe A. Pour identifier chaque régime, la même notation sera utilisée que dans la partie précédente, et le nombre de particules sera précisé en exposant au besoin. Par exemple, le régime aggloméré à cohésion faible avec 300 particules sera noté \mathcal{A}_f^{300} . Des animations sont également disponibles à l'aide du code QR sur la figure III.7, page 100, pour visualiser la cinématique de l'écoulement.

3.1 Influence sur la morphologie du 3^e corps

Les figures III.23, III.24 et III.25 permettent de visualiser la morphologie du troisième corps en fonction du type de régime et du nombre de particules. Ces figures sont à comparer avec la figure III.8, page 101, qui présente l'aspect du troisième corps avec 700 particules.

Les différents régimes ont pour la plupart des aspects similaires, quel que soit le nombre de particules, et donc l'épaisseur de la couche de troisième corps. Cela est particulièrement vrai pour les régimes plastiques \mathcal{P} et granulaires \mathcal{G} .

Les régimes agglomérés \mathcal{A}_v présentent quant à eux une légère variation selon l'épaisseur. Notamment, les régimes agglomérés très cohésifs avec peu de particules, \mathcal{A}_f^{300} et \mathcal{A}_m^{300} , forment de très gros agglomérats uniques qui « roulent » dans l'interface. Le régime le plus cohésif \mathcal{A}_e^{300} exerce une telle pression qu'il déforme de manière visible le premier corps inférieur, ce qui n'est pas le cas pour tous les autres régimes, quel que soit le nombre de particules.

Concernant les régimes agglomérés avec 1100 particules \mathcal{A}_v^{1100} , l'influence de la cohésion est plus facilement visible qu'avec les simulations avec 700 particules. Plus la cohésion \tilde{c} est élevée, plus les agglomérats sont denses et la fraction solide faible : il y a beaucoup plus de vides dans la simulation \mathcal{A}_e^{1100} que dans la simulation \mathcal{A}_m^{1100} , qui en a elle-même plus que la simulation \mathcal{A}_f^{1100} .

3.2 Influence sur le coefficient de frottement

La figure III.26 présente les coefficients de frottement μ mesuré entre les deux premiers corps, pour l'ensemble des simulations, à l'aide de boîtes à moustache. Les extrémités du rectangle sont délimitées par le premier et dernier quartile, et ce rectangle est coupé par la médiane. Les moustaches s'étendent jusqu'aux maxima et minima, avec quelques valeurs aberrantes ignorées. L'échelle en ordonnée est identique pour les trois figures.

Les régimes granulaires \mathcal{G} présentent toujours un coefficient de frottement μ très faible. Une très légère baisse du coefficient de frottement μ est à noter avec l'augmentation du nombre de particules. Avec cette augmentation se réduit également l'écart entre le maximum et le minimum.

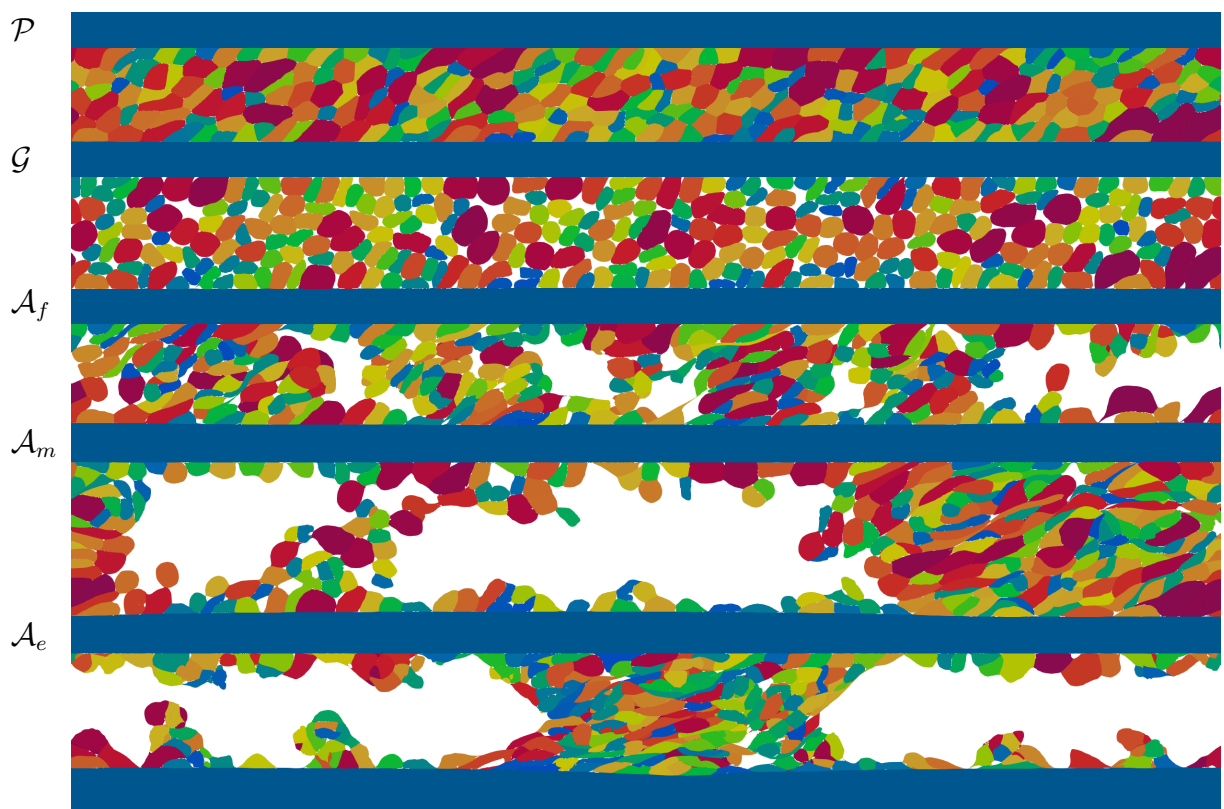


Figure III.23 – Morphologie du troisième corps pour les cinq régimes étudiés avec 300 particules. Les couleurs ne servent qu'à distinguer les différentes particules. Les premiers corps supérieurs et inférieurs sont tronqués.

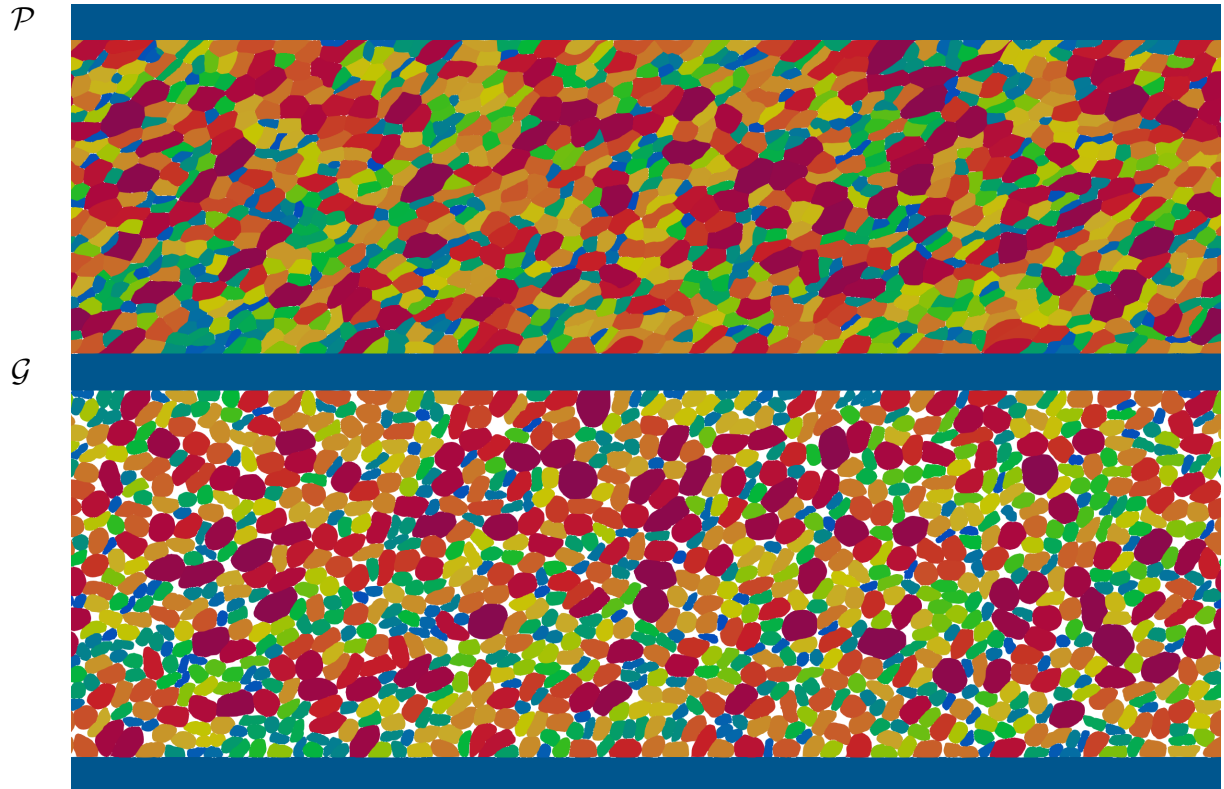


Figure III.24 – Morphologie du troisième corps pour les deux premiers régimes étudiés avec 1100 particules. Les couleurs ne servent qu'à distinguer les différentes particules. Les premiers corps supérieurs et inférieurs sont tronqués.

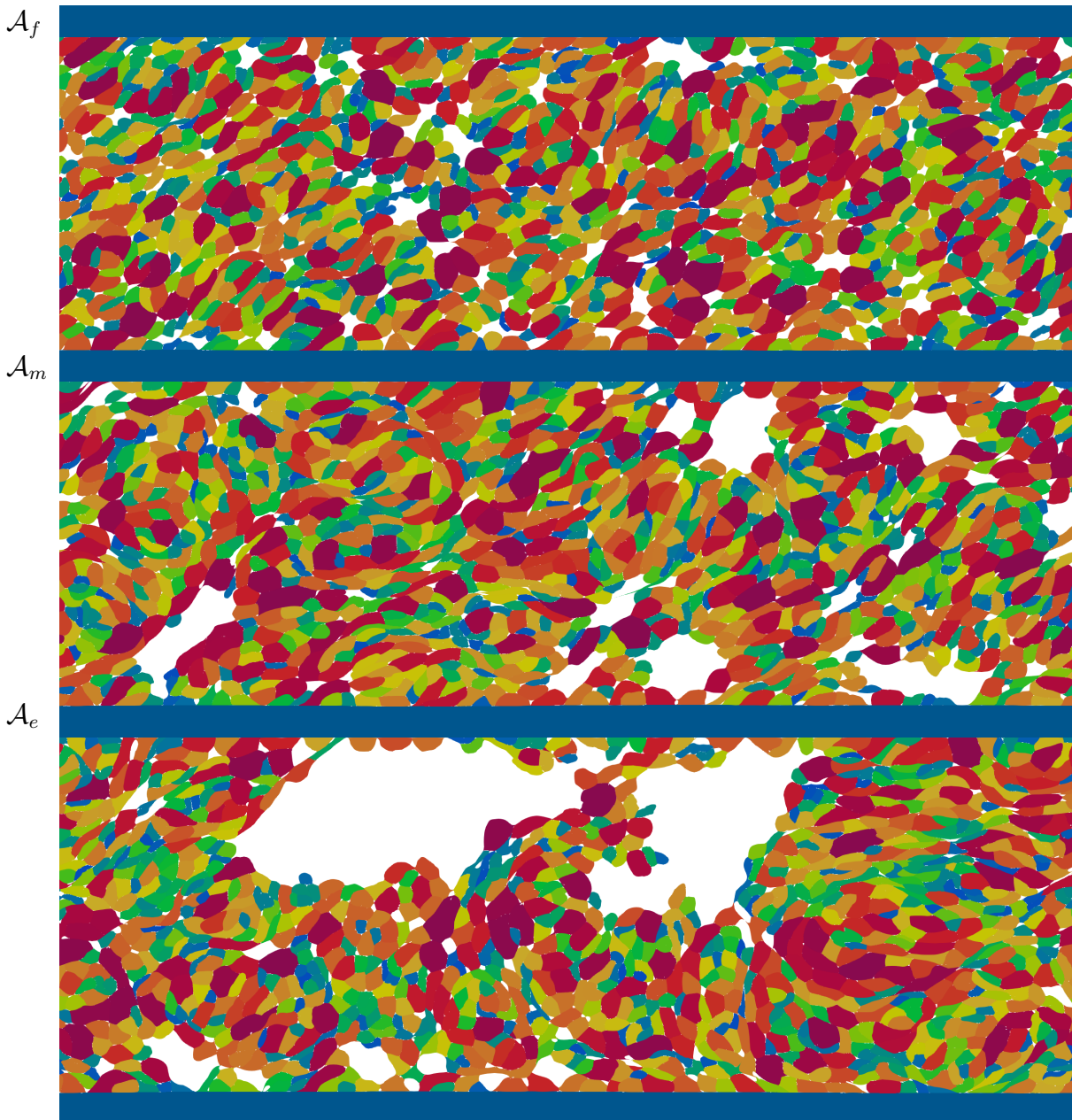


Figure III.25 – Morphologie du troisième corps pour les trois derniers régimes étudiés avec 1100 particules. Les couleurs ne servent qu'à distinguer les différentes particules. Les premiers corps supérieurs et inférieurs sont tronqués.

Un constat similaire peut être tiré des régimes plastiques \mathcal{P} . Quel que soit le nombre de particules, le coefficient de frottement μ médian vaut approximativement 0,45, avec une légère décroissance corrélée à l'augmentation du nombre de particules, tandis que l'étendue se réduit.

Il est plus difficile de dégager une tendance générale pour les régimes agglomérés \mathcal{A}_∇ . À 300 particules, le coefficient de frottement μ médian diminue avec l'augmentation de la cohésion, alors qu'il reste plutôt stable pour 700 particules, et augmente avec 1100 particules. La dispersion augmente avec l'augmentation de la cohésion, quel que soit le

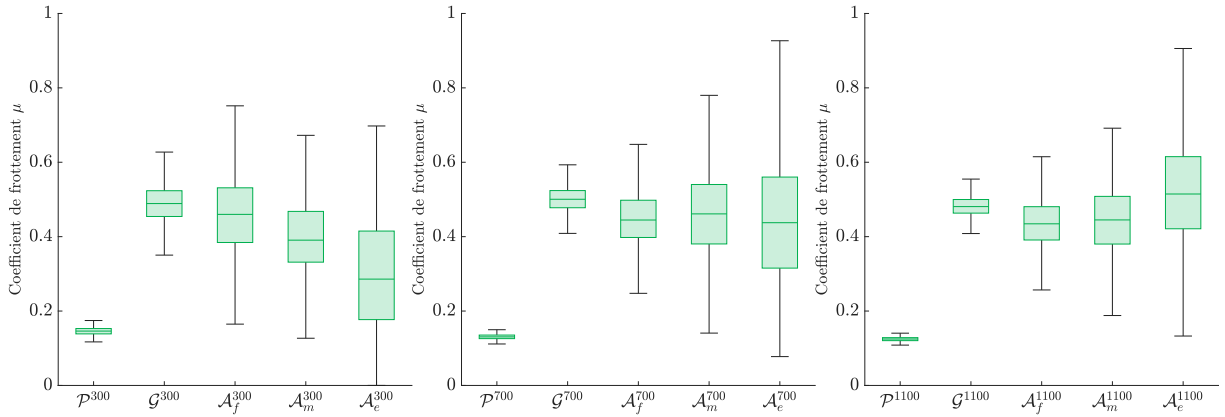


Figure III.26 – Coefficient de frottement μ représenté sous forme de boîte à moustaches, pour les différents régimes pour différent nombre de particules. De gauche à droite : 300, 700 et 1100 particules.

nombre de particules. Le régime \mathcal{A}_e^{300} est particulier, car il atteint à certains instants un coefficient de frottement nul.

La figure II.17 présente le coefficient de frottement μ moyen en fonction de la distance entre les deux premiers corps (l'entrefer), D . Les quinze simulations sont identifiables par la couleur et la forme des marqueurs. Trois points correspondent à un régime, ce qui est trop faible pour faire une régression linéaire fiable, mais cela permet cependant d'observer des tendances.

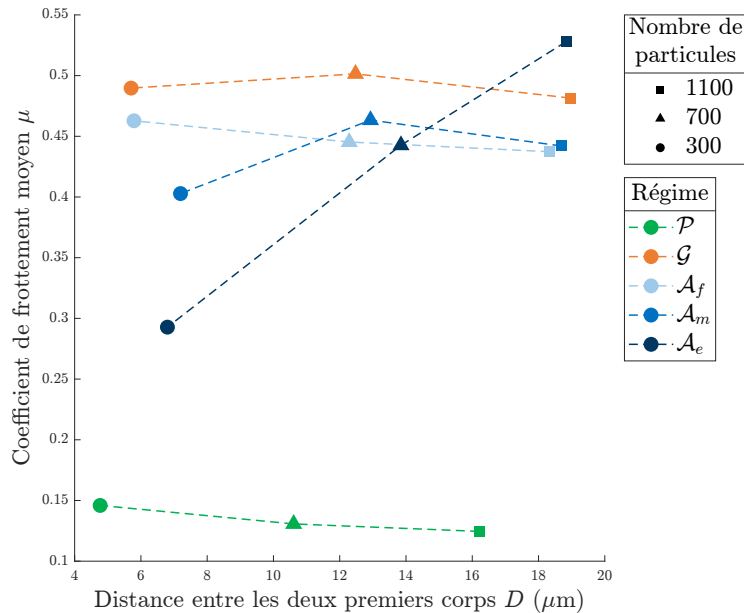


Figure III.27 – Coefficient de frottement μ en fonction de l'épaisseur de troisième corps D . Les différents régimes sont repérés par différentes couleurs, tandis que le nombre de particules est indiqué par une forme géométrique.

Les régimes plastiques \mathcal{P} et granulaires \mathcal{G} sont ainsi quasiment constants, avec une légère décroissance. Les régimes agglomérés \mathcal{A}_v présentent quant à eux une inversion notable du coefficient de frottement. L'augmentation du nombre de particules et de la

cohésion se traduit par une augmentation nette du coefficient de frottement. À faible épaisseur, une cohésion plus élevée diminue le coefficient de frottement, car elle favorise la formation d'un agglomérat unique qui peut entrer en roulement. En revanche, à épaisseur plus importante, une même cohésion n'est pas suffisante pour agglomérer tous les grains : les agglomérats se « gênent » dans leur roulement. Ils subissent donc des déformations et des cisaillements, auxquels la cohésion s'oppose. Par conséquent, le frottement augmente avec celle-ci.

3.3 Influence sur les contraintes et la triaxialité

Les figures III.28 et III.29 présentent la contrainte moyenne de von Mises σ_{VM} en fonction de la profondeur, ainsi que son écart-type spatial et temporel, pour les cinq régimes étudiés et pour 300, 700 et 1100 particules. Les figures avec 700 particules, déjà présentées sur la figure III.16, sont reprises afin de pouvoir les comparer aisément avec les autres.

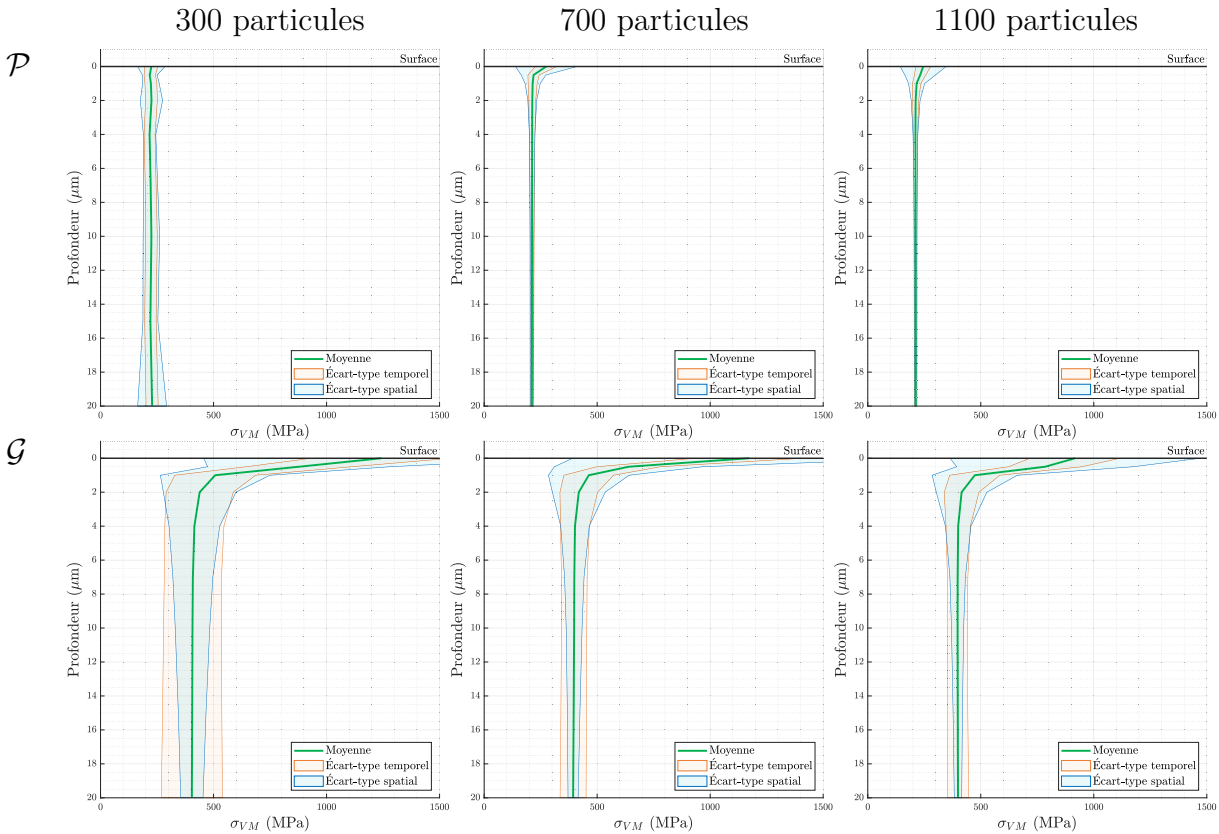


Figure III.28 – Contraintes de von Mises en fonction de la profondeur, avec leurs écarts-types temporels et spatiaux associés, pour les régimes plastiques \mathcal{P} et granulaires \mathcal{G} , avec 300, 700 et 1100 particules.

Les figures III.30 et III.31 présentent quant à elles les modes d'endommagement potentiels en fonction de la profondeur, pour différents régimes et les différents nombres de particules, en s'appuyant sur la triaxialité des contraintes, développée dans la partie 2.5.1. De la même manière que pour les figures III.28 et III.29, la figure III.21, qui présente les

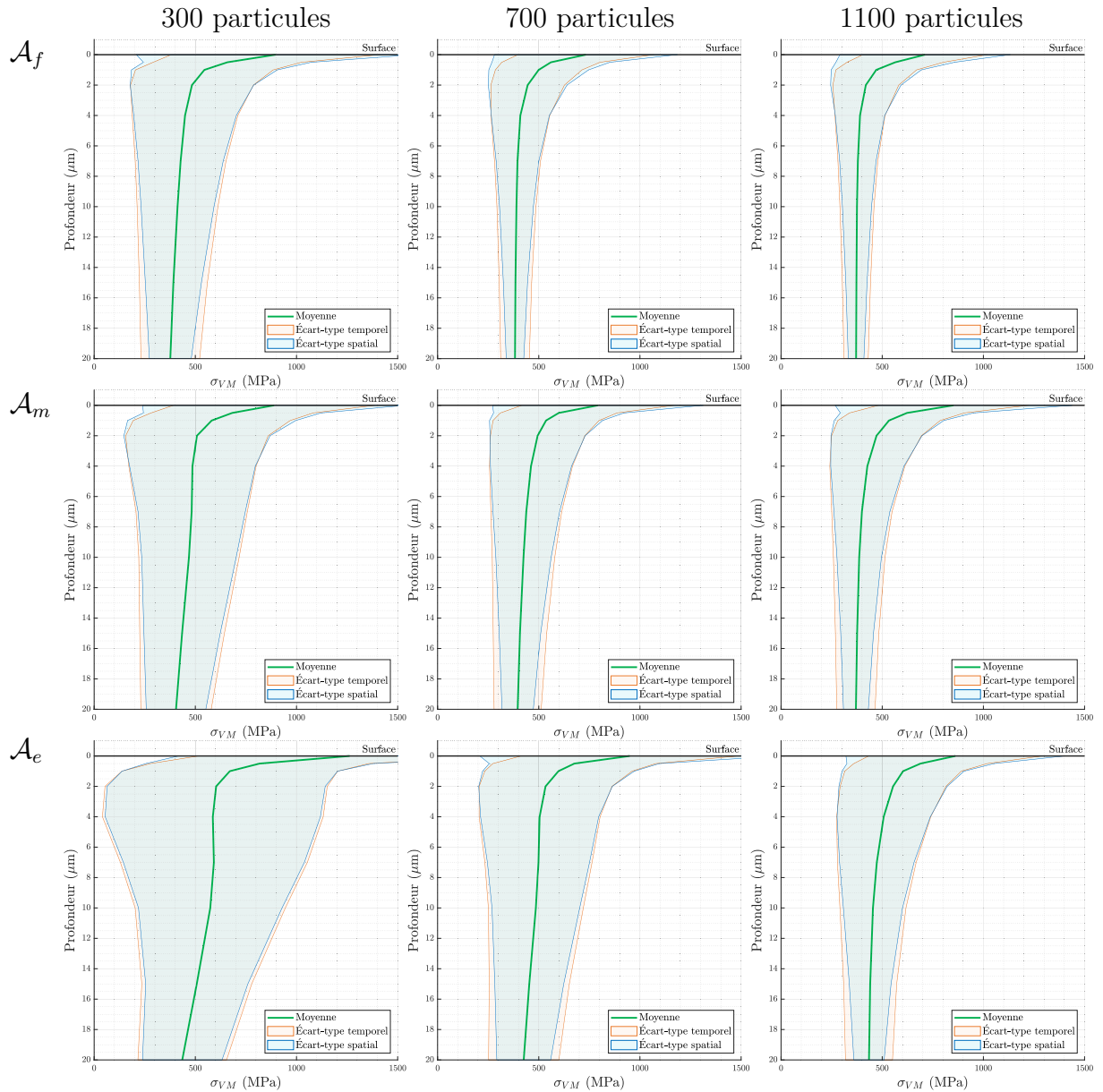


Figure III.29 – Contraintes de von Mises en fonction de la profondeur, avec leurs écarts-types temporels et spatiaux associés, pour les régimes agglomérés \mathcal{A}_v , avec 300, 700 et 1100 particules.

modèles d'endommagements pour 700 particules, est réemployée pour visualiser la différence induite par le nombre de particules.

Les quatre figures représentant les contraintes de von Mises et l'endommagement en fonction de la profondeur seront traitées ensemble, dans un souci de concision et de clarté.

Le régime plastique \mathcal{P} présente des contraintes de von Mises σ_{VM} particulièrement faibles, constantes dans le temps (écart-type temporel faible) et homogènes (écart-type spatial également faible), quels que soient la profondeur et le nombre de particules (voir figure III.28). On note cependant qu'à 300 particules, l'écart-type temporel et spatial est remarquablement moins resserré que pour les simulations à 700 et 1100 particules. Cela pourrait s'expliquer par le fait qu'avec seulement 300 particules, le troisième corps a du mal à accommoder la vitesse (cisaillement important), ce qui met le premier corps

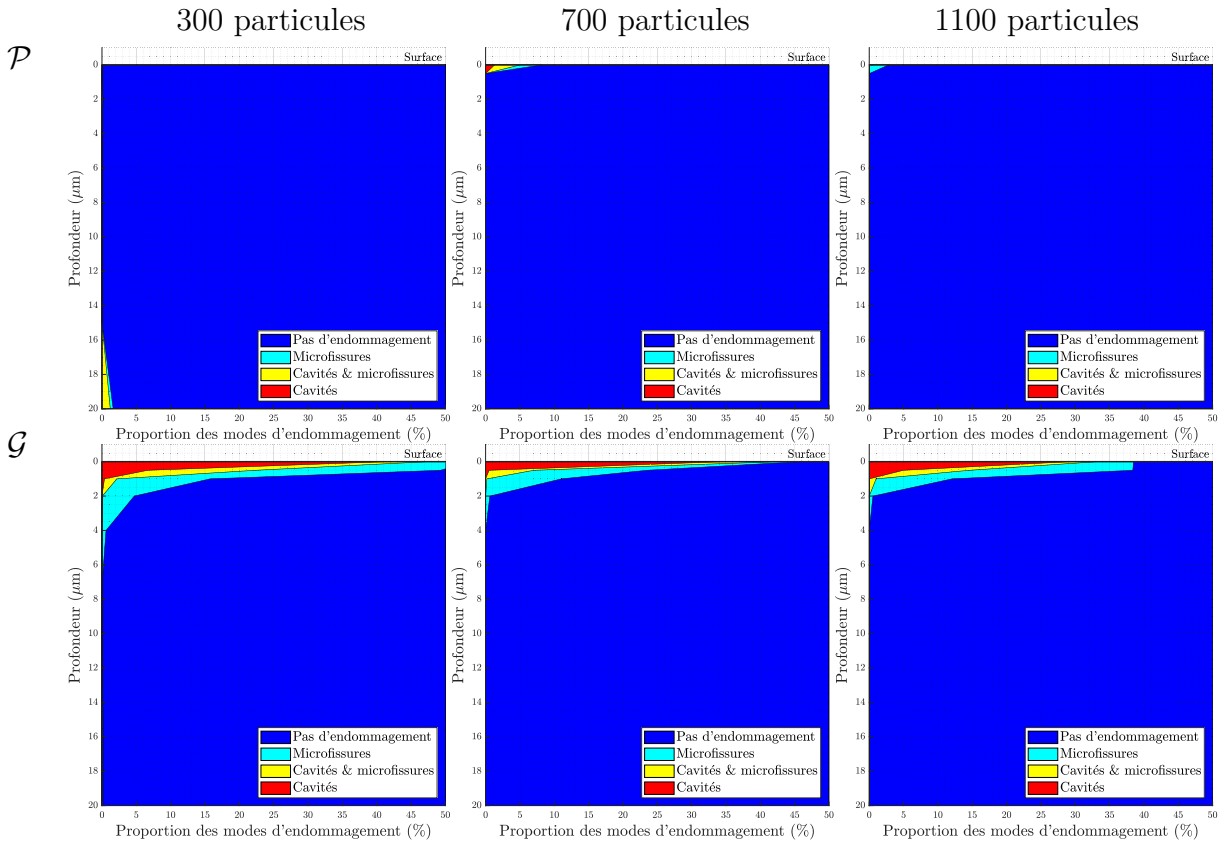


Figure III.30 – Répartition des modes d'endommagement en fonction de la profondeur, pour les régimes plastiques \mathcal{P} et granulaires \mathcal{G} , avec 300, 700 et 1100 particules.

à contribution. Aussi, l'écart-type est plus important à grande profondeur, ce qui n'est pas le cas de toutes les autres simulations. Cela pourrait s'expliquer par un premier corps trop fin par rapport au nombre de particules pour dissiper suffisamment les ondes de contraintes générées par le troisième corps.

La valeur absolue de la triaxialité T_X pour ce régime plastique \mathcal{P} (voir figure III.30) est très grande, car la compression (et donc la pression hydrostatique σ_H) est très supérieure aux contraintes de cisaillement (et donc à la contrainte de von Mises σ_{VM}). Cela ne se traduit par aucun mode d'endommagement décelable, hormis en extrême surface pour les simulations avec 700 et 1100 particules. À 300 particules, un mode d'endommagement est observé en grande profondeur, conséquence de contraintes de von Mises σ_{VM} suffisamment élevées, ce qui est certainement un artéfact numérique.

Le régime granulaire \mathcal{G} présente quant à lui un profil de contraintes de von Mises σ_{VM} moyennes similaire, quel que soit le nombre de particules (voir figure III.28). Cependant, l'écart-type augmente grandement avec la diminution de nombre de particules. Ceci peut être expliqué par le fait que le régime granulaire \mathcal{G} génère des chaînes de forces. Lorsqu'il y a moins de particules, ces chaînes se forment et se rompent de manière plus brutale, générant une variation importante de l'écart-type temporel. En revanche, les chaînes de forces restent localisées sur des zones précises du premier corps, ce qui explique que l'écart-type spatial n'augmente que peu, en comparaison avec l'écart-type temporel.

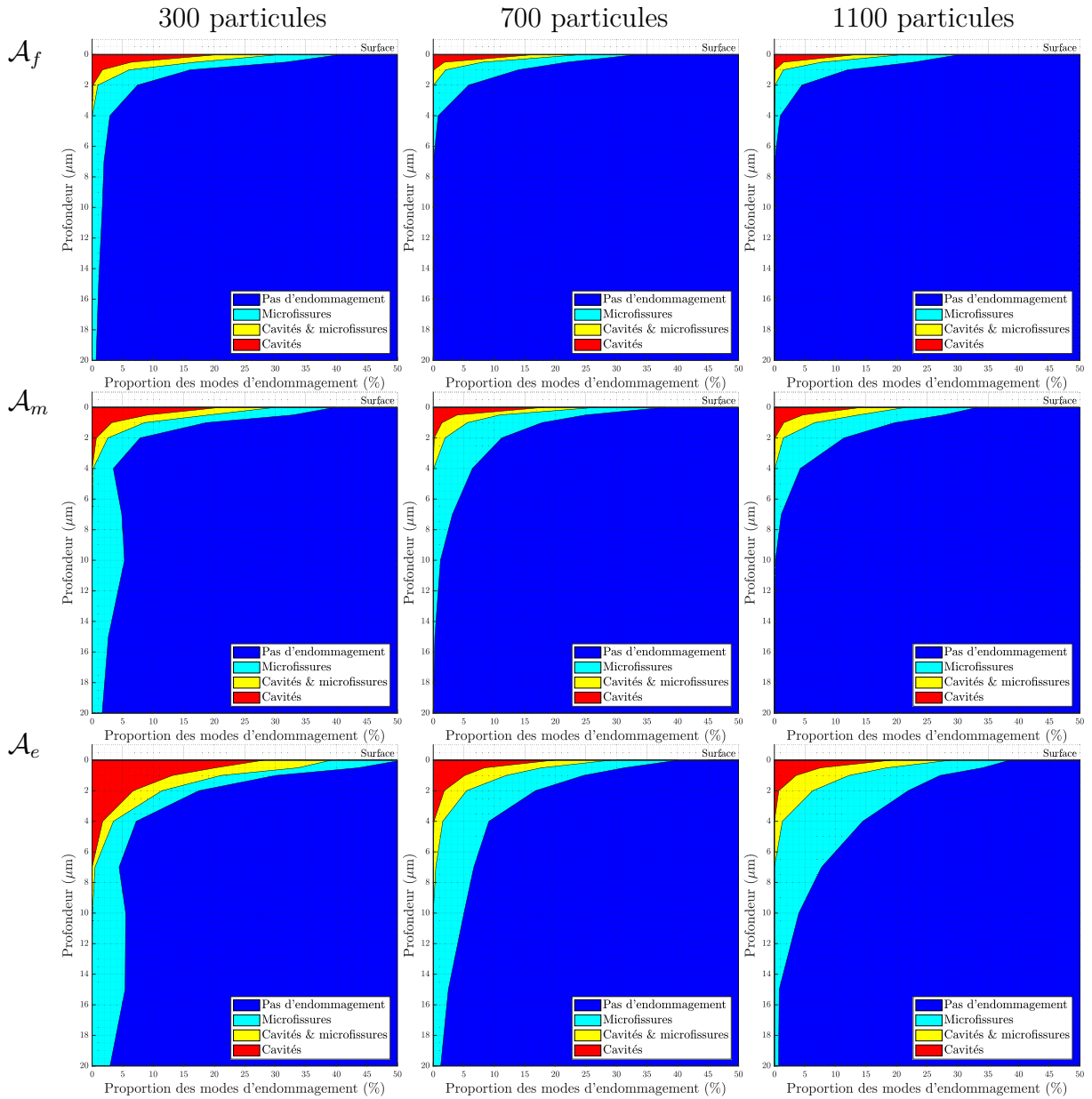


Figure III.31 – Répartition des modes d'endommagement en fonction de la profondeur, pour les régimes agglomérés \mathcal{A}_V , avec 300, 700 et 1100 particules.

La répartition des modes d'endommagement est semblable pour les trois épaisseurs de troisième corps (voir figure III.30). À faible nombre de particules, l'endommagement se fait jusqu'à une profondeur légèrement plus importante.

Enfin, les contraintes de von Mises σ_{VM} des régimes agglomérés \mathcal{A}_V (voir figure III.29) ont toujours des écarts-types spatiaux et temporels importants, mais pas du même ordre de grandeur. Tout d'abord, l'augmentation du nombre de particules s'accompagne d'une réduction des écarts-types, quand bien même la contrainte moyenne reste sensiblement identique au sein d'un régime. Plus le régime est cohésif, et plus cette contrainte moyenne est élevée. Le régime le plus cohésif \mathcal{A}_e^{300} présente un profil très différent des autres, avec une contrainte qui tend parfois vers 0 à faible profondeur, mais qui peut également prendre des valeurs très élevées. Cela est certainement dû à l'agglomérat unique de troisième corps

qui localise de manière extrême les contraintes. Ceci est particulièrement visible sur la figure III.32.

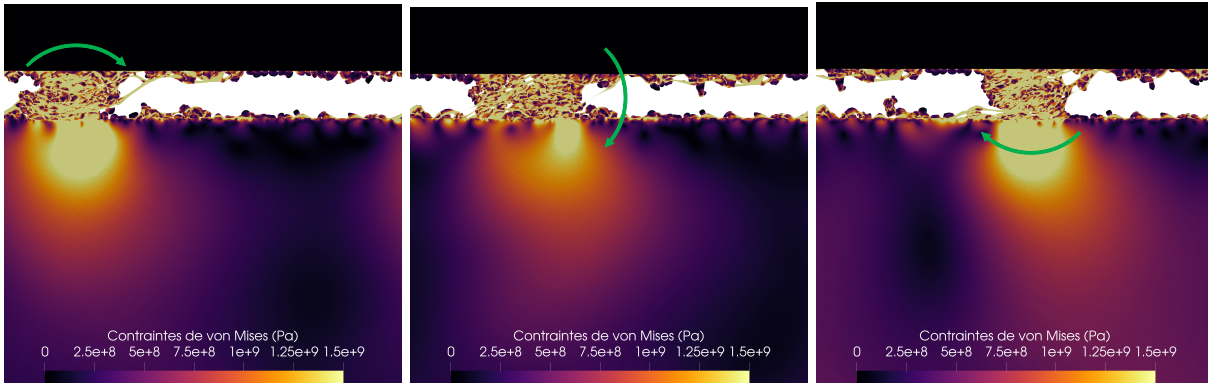


Figure III.32 – Distributions des contraintes de von Mises σ_{VM} pour le régime \mathcal{A}_e^{300} . Les images sont espacées de $0,2\mu s$.

L'endommagement associé à ces régimes agglomérés (voir figure III.31) présente une variation assez remarquable. Tout d'abord, à grande épaisseur et à grande profondeur, ces régimes ne provoquent pas d'endommagement. La profondeur à partir de laquelle la microfissuration tend à apparaître augmente avec la cohésion des agglomérats. Moins les particules sont nombreuses, et plus l'endommagement se fait jusqu'à une profondeur importante. Avec 300 particules, la part de mode d'endommagement liée à de la microfissuration est plutôt constante à faible profondeur. Cependant, la part d'endommagement liée à la formation de cavités augmente de manière significative avec l'augmentation de la cohésion. La formation de cavités étant due à une triaxialité positive (et donc à des contraintes en traction), cela signifie que le troisième corps « tire » sur le premier corps, et génère ces cavités. Enfin, le régime le plus cohésif \mathcal{A}_e présente une inversion du mode d'endommagement majoritaire avec l'augmentation du nombre de particules. Quand celui-ci est faible, il s'agit plutôt de formation de cavités, mais quand celui-ci est élevé, c'est plutôt de la microfissuration.

La figure III.33 présente les endommagements potentiels subis à une profondeur de $2\mu m$ et de $15\mu m$. Le terme d'« endommagements » regroupe ici les trois catégories d'endommagement décrites précédemment, c'est-à-dire la microfissuration, la formation de cavités, et un mélange des deux. Cela revient à dire que la triaxialité T_X est supérieure à $T_{X,1} = -0,33$.

Il est intéressant de constater qu'à une profondeur de $2\mu m$, les régimes plastiques \mathcal{P} , granulaires \mathcal{G} et agglomérés avec une cohésion faible \mathcal{A}_f présentent une décroissance de la proportion d'endommagement avec l'augmentation d'épaisseur de troisième corps. Cependant, dans le cas des régimes agglomérés les plus cohésifs \mathcal{A}_m et \mathcal{A}_e , l'augmentation de la cohésion et de l'épaisseur de troisième corps semble se traduire par une augmentation nette de la proportion d'endommagements. Une épaisse couche de troisième corps ne protège pas toujours le premier corps : ce n'est manifestement pas toujours le cas, du moins à faible profondeur et à cohésion élevée.

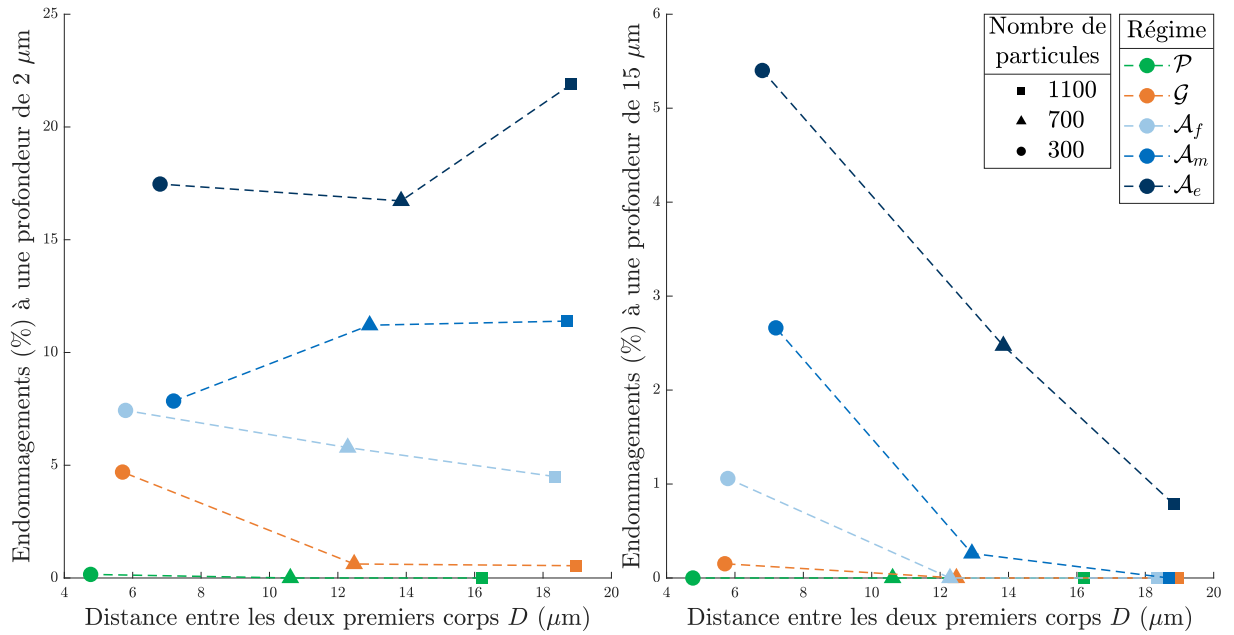


Figure III.33 – Proportion de temps à subir un endommagement potentiel – microfissuration et/ou cavités – à une profondeur de 2 μm et 15 μm , en fonction de l'épaisseur de troisième corps D . L'échelle des ordonnées n'est pas identique pour les deux graphiques.

En revanche, la proportion d'endommagements à une profondeur beaucoup plus importante, 15 μm , suit une décroissance avec l'augmentation de l'épaisseur de troisième corps, et ce, quel que soit le régime étudié.

3.4 Conclusion sur les conséquences de l'épaisseur

L'évolution de l'épaisseur de troisième corps joue un rôle non négligeable, d'une part sur le coefficient de frottement, et d'autre part, sur l'endommagement subi.

Une couche de troisième corps plus élevée s'associe à un coefficient de frottement stable ou en baisse pour les régimes plastiques \mathcal{P} et granulaires \mathcal{G} (voir figure III.26). Dans ce cas, l'augmentation du nombre de particules agit comme un milieu modérateur qui accommode les vitesses de manière plus efficace, tout en lissant le comportement du troisième corps (ce qui se traduit par une variation temporelle plus faible).

Cette augmentation du nombre de particules peut également contribuer à augmenter le coefficient de frottement dans le cas de régimes agglomérés \mathcal{A}_v (voir figure III.26). On peut supposer qu'avec peu de particules, celles-ci se regroupent en un seul agglomérat qui joue le rôle d'une bille dans un roulement. Mais lorsque les particules sont trop nombreuses, il se forme de multiples agglomérats qui s'entrechoquent et contribuent à augmenter le coefficient de frottement. Cela peut être vu sur les animations disponibles via le code QR sur la figure III.7.

On pourrait penser que les contraintes et les endommagements subis sont tempérés par une couche de troisième corps importante. Cela s'observe ici, d'une part, par une baisse de la variabilité des contraintes de von Mises σ_{VM} , et d'autre part, par une réduction de

la proportion des modes d'endommagements dans le premier corps. Le troisième corps absorbe les contraintes de cisaillement causées par le mouvement relatif, et protège le premier corps. Lorsque le troisième corps ne parvient pas suffisamment à absorber le cisaillement induit, celui-ci se répercute dans le premier corps, ce qui se traduit par de la microfissuration due à une triaxialité proche de zéro. Ceci est particulièrement le cas pour les régimes plastiques \mathcal{P} et granulaires \mathcal{G} (voir figure III.30).

Cependant, lorsque la force de cohésion entre les particules se rapproche de la force d'adhésion entre les particules et le premier corps – ce qui est le cas des régimes agglomérés \mathcal{A}_V –, des contraintes de traction apparaissent. Cela provoque un endommagement causé par la germination et la coalescence de cavités, en plus de l'endommagement généré par le cisaillement (voir figure III.31). Finalement, une couche de troisième corps plus épaisse peut, pour les régimes fortement cohésifs, générer des contraintes importantes à une profondeur faible. Cela peut potentiellement endommager de manière plus sévère le premier corps qu'avec une couche de troisième corps plus faible.

4 Conséquences du changement de sens de glissement

La vitesse relative V entre les deux premiers corps joue certainement un rôle dans les contraintes et l'endommagement subis par les premiers corps. Dans le cas du fretting, la vitesse relative évolue constamment, et le mouvement peut se faire à des fréquences élevées (supérieures à 100 Hz).

Jusqu'à présent, la vitesse relative V dans les simulations était imposée à $100 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$. Dorénavant, la vitesse évoluera selon le profil présenté sur la figure III.34. La vitesse relative est de $100 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ pendant $1 \mu\text{s}$, puis la vitesse s'inverse pendant une $1 \mu\text{s}$, et enfin, la vitesse relative est de $-100 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ et demeure ainsi pour $1 \mu\text{s}$. La simulation part d'un régime d'écoulement établi avant la première microseconde. Il y a un instant, noté i , auquel la vitesse relative est nulle.

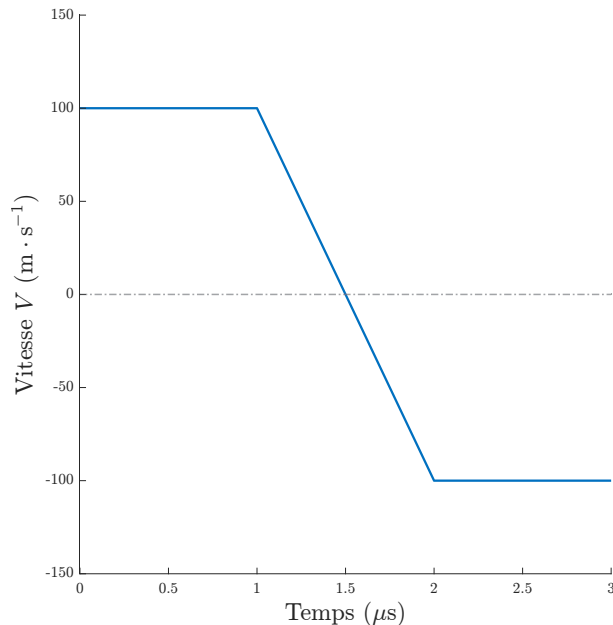


Figure III.34 – Consigne de vitesse V imposée au premier corps supérieur.

4.1 Influence sur la cinématique

La figure III.35 présente cinq images tirées des simulations avec changement de sens de glissement, pour les cinq régimes étudiés avec 700 particules. L'image centrale correspond à l'instant i où la vitesse V est nulle, et donc lorsqu'il n'y a pas de mouvement relatif selon l'axe \vec{x} . Des figures semblables pour 300 et 1100 particules sont disponibles dans l'annexe A.

Le régime plastique \mathcal{P}^{700} présente, avant l'inversion du sens de glissement, une orientation diagonale des particules. Cette orientation se retrouve sur la dernière image, mais dans l'autre sens. Sur l'avant-dernière image, à l'instant $i + 0,2 \mu\text{s}$, aucun motif ne se dégage.

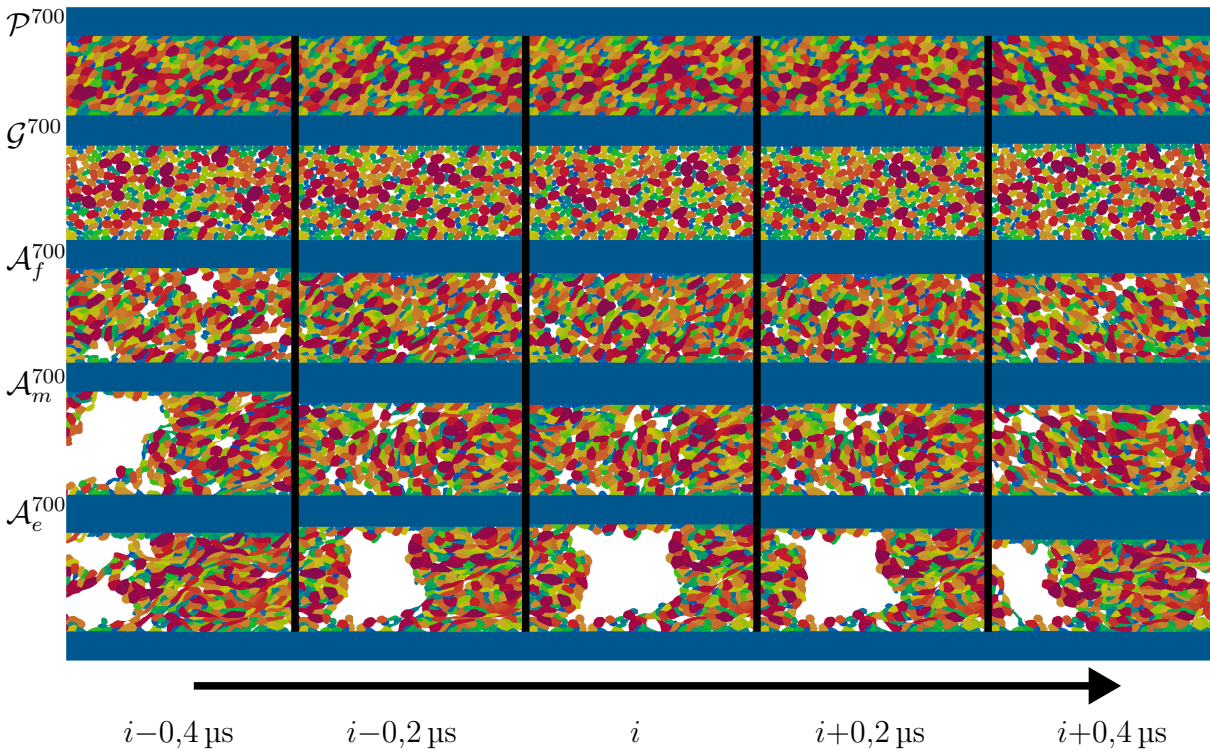


Figure III.35 – Morphologie du troisième corps pour les cinq régimes étudiés avec 700 particules lors du changement de sens de glissement. Les images sont prises avec un intervalle de $0,2 \mu s$ entre chaque. L'image du milieu correspond à l'instant i précis où la vitesse relative entre les deux premiers corps est nulle. Les couleurs ne servent qu'à distinguer les différentes particules. Les premiers corps supérieurs et inférieurs sont tronqués, et seule la moitié de la largeur de la simulation est représentée.

Le régime granulaire \mathcal{G}^{700} ne présente pas, à première vue, ces motifs diagonaux. Cependant, sur la figure III.36, les chaînes de forces présentent des motifs diagonaux, qui sont inversés par rapport à ceux du régime plastique \mathcal{P}^{700} dans la figure III.35. Les chaînes de forces diagonales sont clairement visibles jusqu'à l'instant i , puis disparaissent et réapparaissent dans la dernière image, dans l'autre sens. Ce changement d'orientation est plus facilement observable sur les animations, disponibles sur le site via le code QR sur la figure III.7.

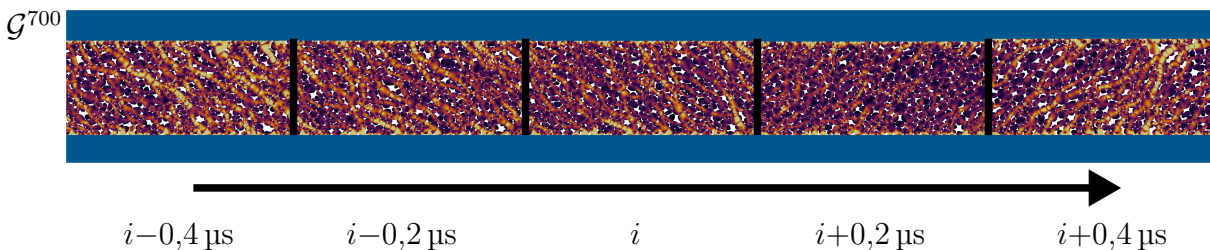


Figure III.36 – Contraintes de von Mises σ_{VM} dans le troisième corps pour le régime granulaire \mathcal{G}^{700} lors du changement de sens de glissement. Les images sont prises avec un intervalle de $0,2 \mu s$ entre chaque. L'image du milieu correspond à l'instant i précis où la vitesse relative entre les deux premiers corps est nulle. L'échelle de couleur est identique à celle présentée dans la figure III.15, page 110. Les premiers corps supérieurs et inférieurs sont tronqués, et seule la moitié de la largeur de la simulation est représentée.

En regardant ces animations, on constate que l'instant où l'écoulement s'inverse réellement est différent. Pour le régime plastique \mathcal{P}^{700} , la cohésion est faible, et les particules continuent pendant un certain temps à continuer à se déplacer dans la direction \vec{x} , avant de changer de sens. Ceci explique qu'à l'instant i , l'orientation des particules est encore clairement diagonale. Cette orientation n'est retrouvée qu'aux alentours de $0,4 \mu\text{s}$. Le régime granulaire \mathcal{G}^{700} est beaucoup plus prompt à réagir.

Concernant les régimes agglomérés \mathcal{A}_v^{700} , il est intéressant d'observer sur la figure III.35 que les structures semblent se conserver avec l'inversion du changement de sens. Ce constat est particulièrement visible pour le régime le plus cohésif \mathcal{A}_e^{700} . Les animations permettent de constater que, plus la cohésion est élevée et plus le troisième corps met du temps à s'adapter et à se déplacer dans la direction $-\vec{x}$.

4.2 Influence sur la force tangentielle

Les observations cinématiques de la partie précédente peuvent être complétées par une représentation de la force tangentielle F_t mesurée en fonction de la distance relative parcourue, comme cela peut être vu sur la figure III.37. Cette représentation est très proche des cycles de fretting (voir figure I.13, page 37) qui sont généralement extraits des données expérimentales en fretting. Puisque seul un aller-retour est effectué, le cycle est incomplet, mais des informations intéressantes peuvent être extraites de ces figures. L'instant τ désigne l'instant où la force tangentielle devient nulle. Une représentation très semblable, mais avec le coefficient de frottement μ en fonction de la distance relative parcourue, peut être trouvée dans l'annexe A, ainsi que les courbes de la force tangentielle en fonction de la distance parcourue pour les simulations avec 300 et 1100 particules.

Les cycles présentent au premier abord une forme semblable, avec deux plateaux – plus ou moins marqués – disposés symétriquement par rapport à 0. Le changement de direction est marqué par une section quasi affine, dont on peut calculer le coefficient directeur. Celui-ci correspond à une raideur tangentielle K , qui est semblable à celle qui est mesurée expérimentalement lors d'essais de fretting. Cependant, la raideur mesurée ici ne concerne que le troisième corps.

Le régime plastique \mathcal{P}^{700} présente un profil très lisse sur ses deux parties horizontales. Ce plateau se fait à une force tangentielle faible, ce qui explique que le coefficient de frottement μ soit faible dans ce régime. La raideur tangentielle est particulièrement inférieure aux autres simulations. Le régime granulaire \mathcal{G}^{700} présente deux différences notables. D'une part, la force tangentielle F_t moyenne à vitesse constante est plus élevée, et celle-ci présente des variations plus importantes. Et d'autre part, la raideur tangentielle K est beaucoup plus élevée.

Enfin, concernant les régimes agglomérés \mathcal{A}_v^{700} , l'augmentation de la cohésion génère un changement de comportement remarquable. De plateau relativement constant à faible cohésion \mathcal{A}_f^{700} , les variations sont beaucoup plus marquées lorsque la cohésion est élevée \mathcal{A}_e^{700} . Cette augmentation de la variabilité s'accompagne d'une diminution de la raideur

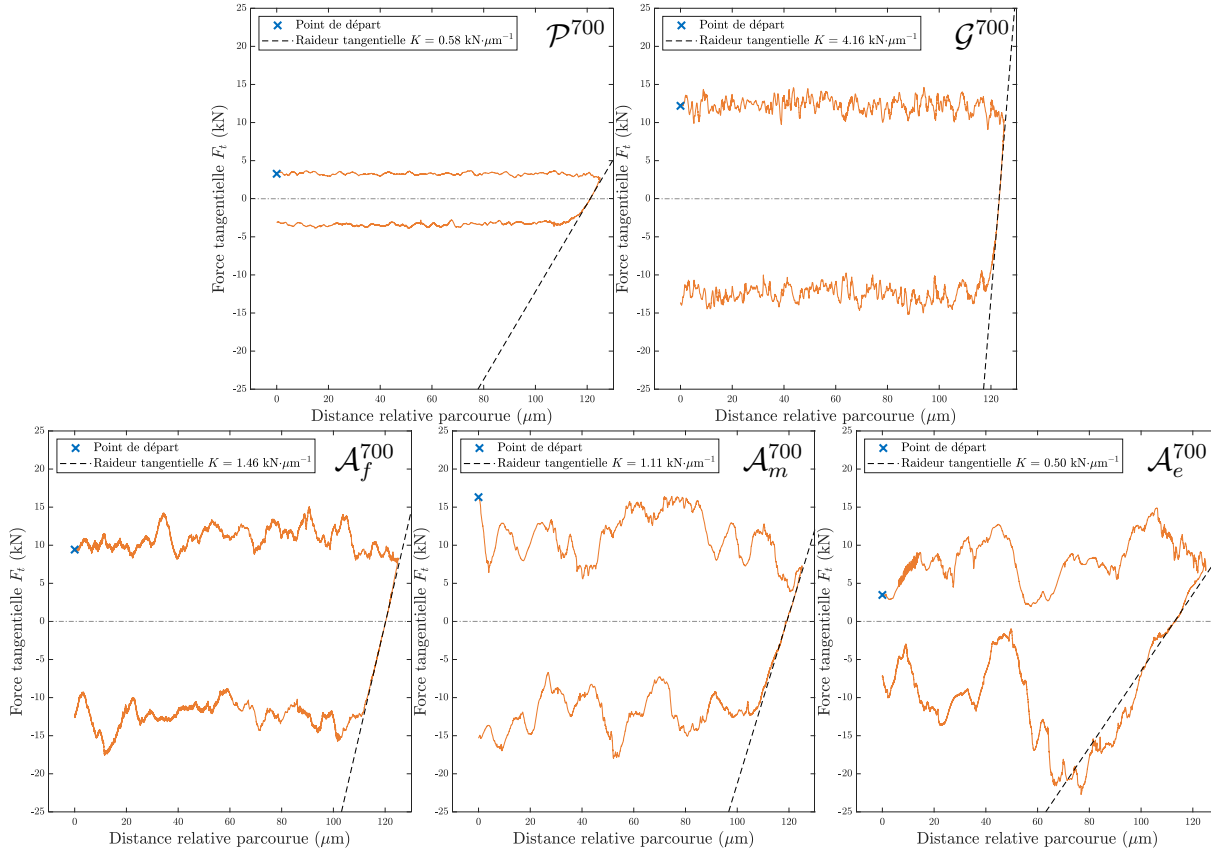


Figure III.37 – Force tangentielle F_t en fonction du déplacement relatif pour les cinq régimes avec 700 particules. De gauche à droite et de haut en bas : régime plastique \mathcal{P}^{700} , granulaire \mathcal{G}^{700} , aggloméré \mathcal{A}_f^{700} (cohésion faible), aggloméré \mathcal{A}_m^{700} (cohésion moyenne), aggloméré \mathcal{A}_e^{700} (cohésion élevée).

tangentielle K . Le calcul de la raideur tangentielle pour le régime le plus cohésif \mathcal{A}_e^{700} est par ailleurs délicat, tant la courbe est perturbée.

Afin de ne pas être dépendant de la taille du modèle, il est nécessaire de convertir cette raideur tangentielle en une unité de contrainte par longueur. On définit alors K_p , homogène à un gradient de pression :

$$K_p = \frac{K}{S} = \frac{K}{1 \cdot L} \quad (\text{III.9})$$

La surface S correspond à la largeur de la simulation L multipliée par 1, car le modèle est en 2D. La figure III.38 résume ce gradient de pression sur l'ensemble des quinze simulations, en fonction de l'épaisseur de troisième corps. Le régime granulaire \mathcal{G}^{700} présente des valeurs très supérieures aux autres régimes, quel que soit le nombre de particules. Les quatre autres régimes ont un profil similaire, avec une diminution de ce gradient de pression avec l'augmentation du nombre de particules.

Ce type de simulation permet d'extraire des informations relatives à la raideur de contact, et pourrait un jour permettre de nourrir des modèles à plus grande échelle.

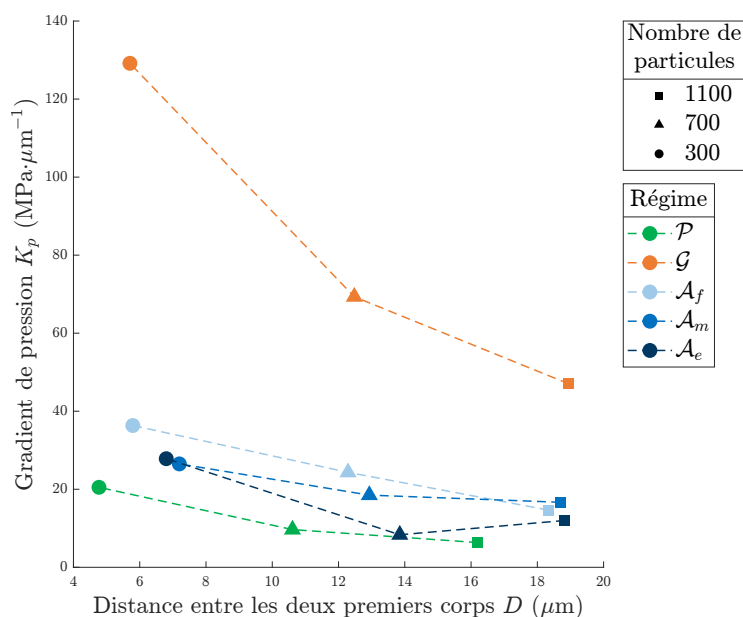


Figure III.38 – Gradient de pression K_p en fonction de l'épaisseur de troisième corps D . Les différents régimes sont repérés par différentes couleurs, tandis que le nombre de particules est indiqué par une forme géométrique.

4.3 Influence sur les contraintes et l'endommagement

Les contraintes de von Mises σ_{VM} subies par le premier corps au cours du temps sont visibles sur la figure III.39 pour les simulations avec 700 particules. Les figures correspondant à 300 et 1100 particules sont disponibles dans l'annexe A. Le régime plastique \mathcal{P}^{700} n'a aucun motif identifiable. Concernant le régime granulaire \mathcal{G}^{700} , l'instant τ d'inversion de la force tangentielle est clairement visible, cela marquant une rupture horizontale nette. Après l'inversion de vitesse V , les contraintes subies par le premier corps ne sont pas situées aux mêmes endroits.

Enfin, les régimes agglomérés \mathcal{A}_V^{700} présentent des motifs de contraintes de von Mises σ_{VM} en forme de chevron. La rupture est beaucoup plus diffuse à l'instant τ . Cependant, on remarque que les contraintes sont symétriques par rapport à cet instant, ce qui n'était pas le cas du régime granulaire \mathcal{G}^{700} . La transition se fait de manière beaucoup plus « douce » qu'avec le régime granulaire. Cela indique que dans le cas du régime granulaire, l'ensemble des grains se mettent à aller dans l'autre direction en même temps, ce qui n'est pas le cas des régimes agglomérés \mathcal{A}_V^{700} où les différentes particules changent de direction de manière moins uniforme. Aussi, cette forme de chevrons indique que les agglomérats qui existaient auparavant perdurent lors du changement de sens. Cela est également visible sur les animations.

Les endommagements liés à la triaxialité sont visibles sur la figure III.40 à une profondeur de $1\ \mu\text{m}$. Il n'est pas possible d'empiler les endommagements au cours du temps comme c'est le cas sur la figure III.21, car cela masquerait le changement de vitesse.

Tandis que les régimes plastique \mathcal{P}^{700} et granulaire \mathcal{G}^{700} subissent peu d'endommagement, le cas des régimes agglomérés est intéressant à observer. Dans le cas du régime

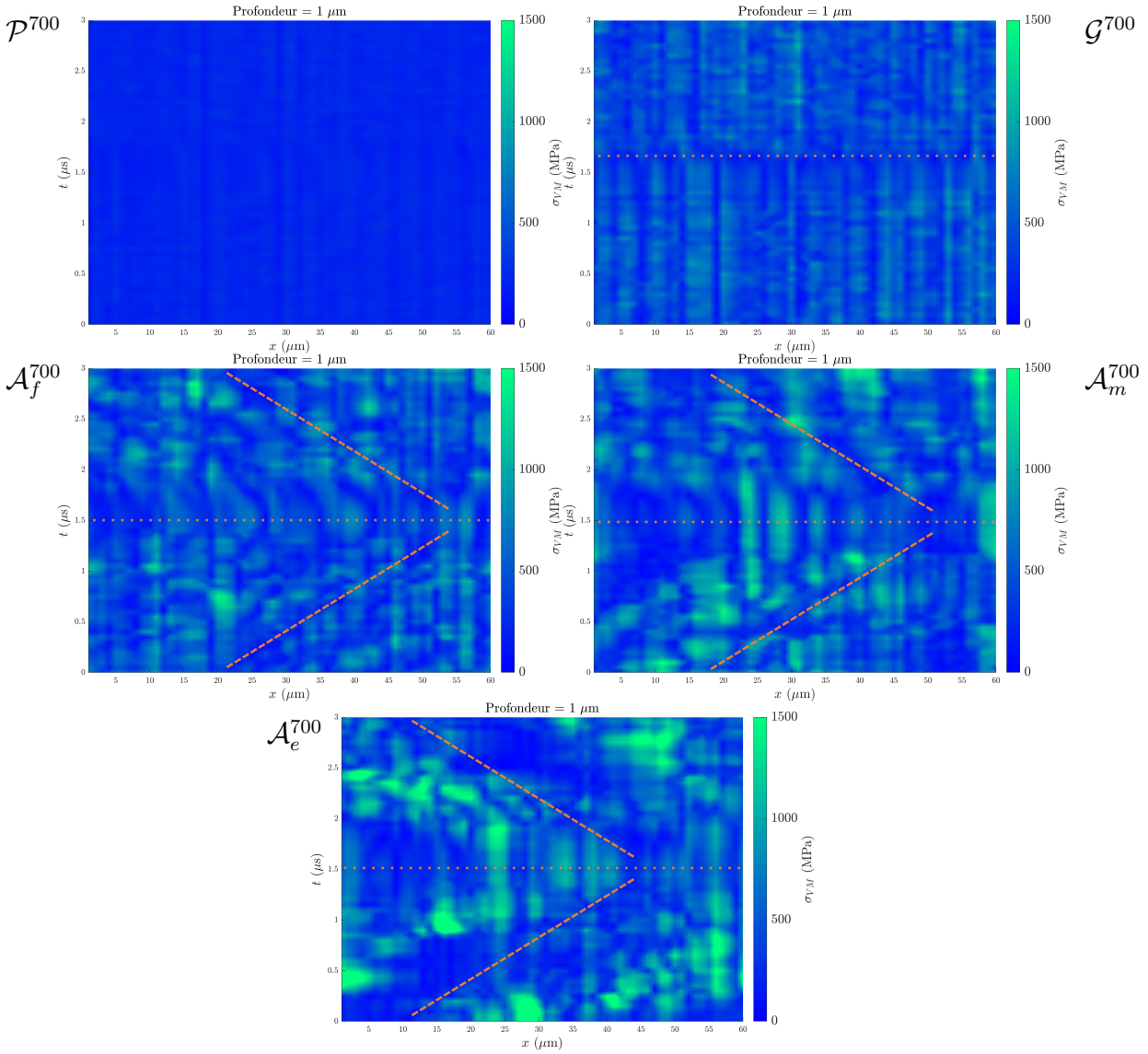


Figure III.39 – Carte des contraintes de von Mises σ_{VM} selon la largeur du contact et le temps, à 1 μm de profondeur pour les cinq régimes avec 700 particules, avec une vitesse V non constante. De gauche à droite et de haut en bas : régime plastique \mathcal{P}^{700} , granulaire \mathcal{G}^{700} , aggloméré \mathcal{A}_f^{700} (cohésion faible), aggloméré \mathcal{A}_m^{700} (cohésion moyenne), aggloméré \mathcal{A}_e^{700} (cohésion élevée). Pour les 4 derniers régimes, la rupture horizontale est tracée à titre indicatif à l'aide d'un trait pointillé orange. Pour les régimes agglomérés \mathcal{A}_\forall , les chevrons sont également tracés à titre indicatif sous la forme de traits discontinus orange.

le plus cohésif \mathcal{A}_e^{700} , un motif en forme de chevron est clairement visible. Aux abords de l'instant τ , il semble que l'endommagement soit moindre. Ceci peut s'expliquer par le fait que la contrainte tangentielle est nulle, et donc la triaxialité est très négative, ce qui protège le matériau.

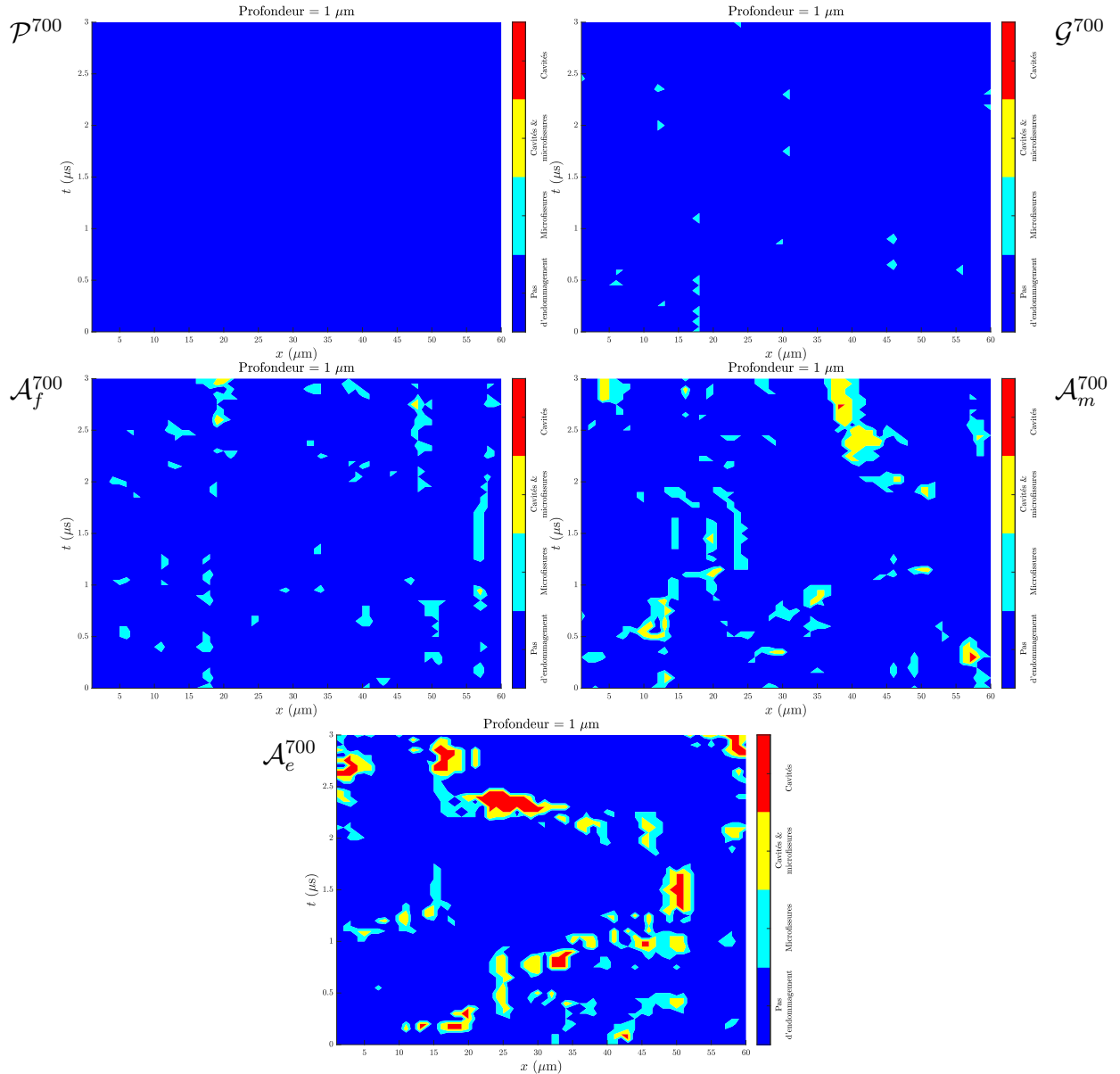


Figure III.40 – Endommagement potentiel subi par les cinq régimes avec une vitesse V non constante. De gauche à droite et de haut en bas : régime plastique \mathcal{P}^{700} , granulaire \mathcal{G}^{700} , aggloméré \mathcal{A}_f^{700} (cohésion faible), aggloméré \mathcal{A}_m^{700} (cohésion moyenne), aggloméré \mathcal{A}_e^{700} (cohésion élevée).

4.4 Conclusion sur le changement de direction

Le changement de sens de glissement permet d'observer certaines propriétés intéressantes, parmi lesquelles la raideur tangentielle et la conservation, ou non, des agglomérats. Ces propriétés pourraient trouver un intérêt pour mener une corrélation entre les essais mécaniques et les calculs. Par exemple, il serait possible de remonter au type de régime d'écoulement du troisième corps en mesurant sa raideur tangentielle sur un banc d'essai. Cependant, cette approche doit prendre en compte le fait que, dans le contact, plusieurs régimes d'écoulement peuvent coexister.

5 Ouverture du contact

Les résultats décrits dans cette partie sont préliminaires, et ne sont présentés qu'à but exploratoire.

5.1 Objectif de ces simulations

Une part importante des informations obtenues sur le fretting proviennent d'observations et de mesures post-mortem, c'est-à-dire une fois que le contact est ouvert. C'est par exemple le cas de la figure I.26, page 57 et de la figure III.1, page 92. Les observations directes du contact au cours du fretting nécessitent que l'un des deux premiers corps soit transparent à la lumière visible [Berthier *et al.*, 1989]. Ceci s'accompagne nécessairement d'une modification du triplet tribologique par rapport à un essai Ti6Al4V–Ti6Al4V, puisque le matériau transparent ne peut pas être métallique (en général, un polymère, un verre ou un cristal minéral). Les résultats peuvent par conséquent difficilement être transposés.

Les simulations menées ici consistent simplement à simuler l'arrêt du fretting et l'ouverture du contact, afin de voir s'il est possible de tracer un lien entre les observations expérimentales post-mortem et les simulations numériques. Les résultats présentés par la suite ne concernent que les simulations avec 700 particules.

L'ouverture du contact s'effectue de manière quasi statique. La cinématique d'ouverture est non-triviale. Pour simuler l'arrêt et l'ouverture du contact, les cinq simulations avec 700 particules sont reprises après établissement d'un régime stable. La vitesse selon l'axe \vec{x} du premier corps supérieur est ensuite réduite de $100 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ à $0 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ en $0,1 \mu\text{s}$.

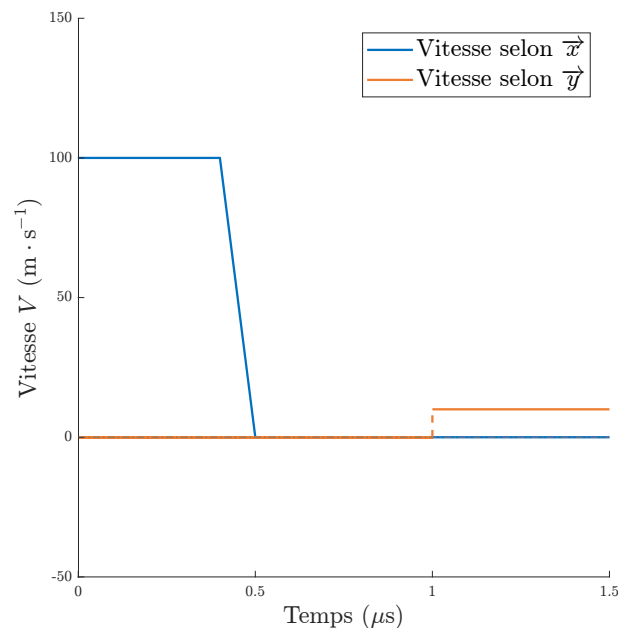


Figure III.41 – Consigne de vitesse V imposée au premier corps supérieur selon les axes \vec{x} et \vec{y} .

Après un temps de stabilisation de $0,5 \mu\text{s}$, le premier corps supérieur s'éloigne ensuite du premier corps inférieur selon l'axe \vec{y} à une vitesse de $10 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$, jusqu'à ce que le troisième corps soit divisé en deux. Afin d'effectuer l'ouverture en conditions quasi statiques, étant donné la vitesse relativement importante de l'ouverture, il est nécessaire de mettre à 0 la vitesse de tous les nœuds du système régulièrement. Ceci se fait toutes les $0,001 \mu\text{s}$. Les consignes de vitesse sont résumées sur la figure III.41.

5.2 Analyse qualitative des résultats

Les résultats sont visibles sur la figure III.42. Pour les cinq régimes, seules quelques particules restent collées sur le premier corps supérieur. Ceci est une conséquence de la cinématique d'ouverture décrite dans la partie précédente.

Le régime plastique \mathcal{P} et le régime granulaire \mathcal{G} présentent des similitudes dans la partie inférieure du troisième corps. La « rugosité » semble similaire, et d'une taille proche de celle d'un grain. En revanche, le régime granulaire \mathcal{G} a une porosité plus importante que pour le régime plastique \mathcal{P} . Cela est dû au fait que les particules sont beaucoup plus déformables dans le cas du régime plastique \mathcal{P} .

Les régimes agglomérés \mathcal{A}_v , quant à eux, présentent une rugosité beaucoup plus importante, rugosité qui est proche de celle de l'agglomérat. Le régime le moins cohésif \mathcal{A}_f présente des agglomérats assez petits, tandis que les deux autres ont une taille caractéristique semblable.

On peut supposer qu'expérimentalement, le régime plastique \mathcal{P} présentera des surfaces plutôt lisses, tandis que le régime granulaire \mathcal{G} sera plus pulvérulent. Enfin, les régimes agglomérés \mathcal{A}_v formeront, comme leur nom l'indique, des agglomérats de taille plus ou moins grande, et plus ou moins cohésifs.

5.3 Conclusion sur l'ouverture de contact

Ces simulations ne sont qu'une esquisse d'une étude plus approfondie qui pourrait être menée. Plusieurs éléments limitent l'interpolation que l'on peut faire à partir de ces simulations. La cinématique d'ouverture particulière – liée à des contraintes de temps – peut être affinée en ouvrant moins vite le contact pour assurer une véritable condition quasi statique. Le fait que les grains ne suivent qu'un comportement élastique est une seconde problématique. En effet, et c'est notamment le cas pour le régime plastique \mathcal{P} , puisqu'il n'y a pas de plasticité, les particules reprennent leur forme initiale dès lors que la pression n'est plus appliquée.

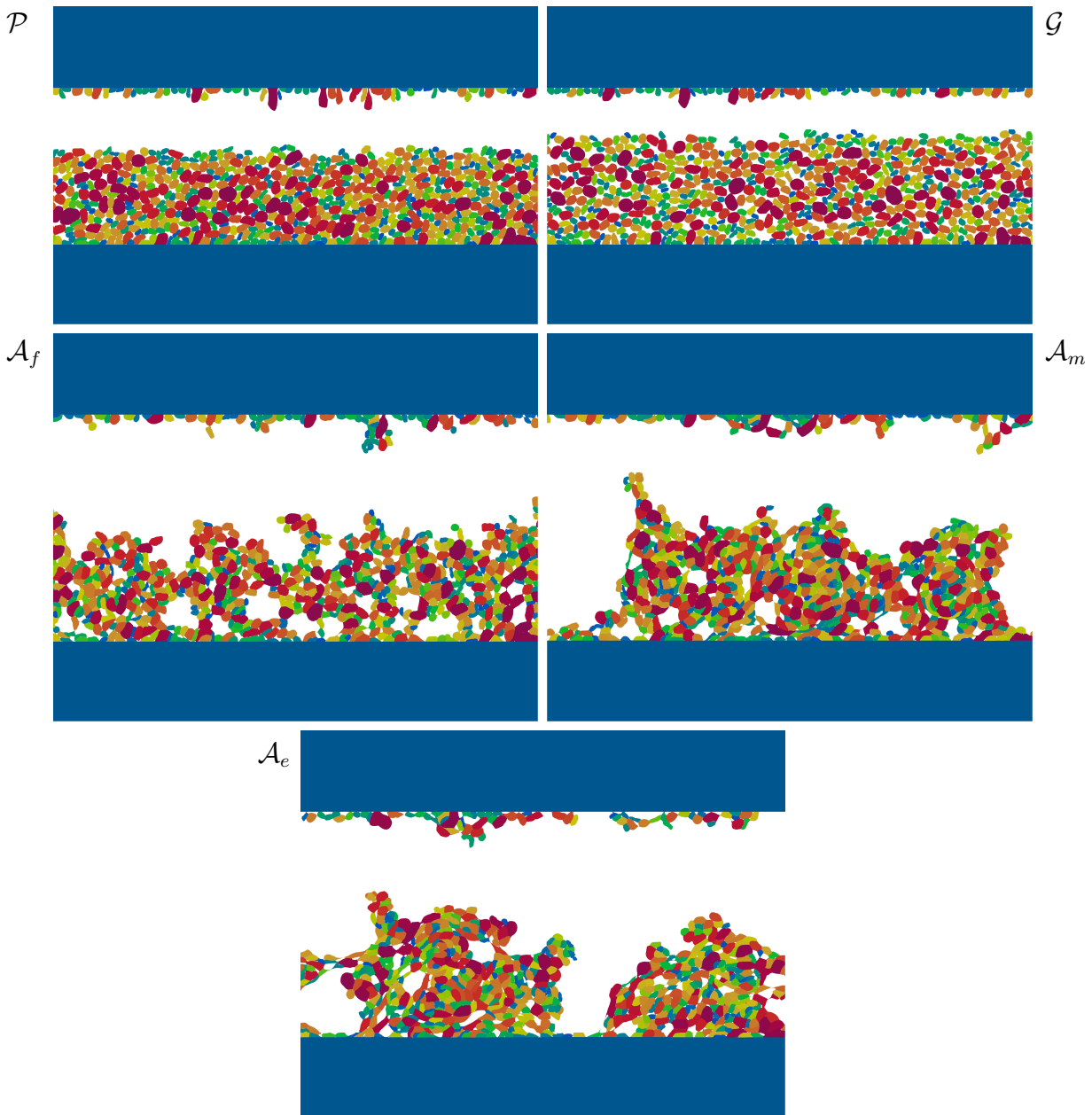


Figure III.42 – *Vue des simulations avec 700 particules lors de l'ouverture du contact. De gauche à droite et de haut en bas : régime plastique \mathcal{P} , granulaire \mathcal{G} , aggloméré \mathcal{A}_f (cohésion faible), aggloméré \mathcal{A}_m (cohésion moyenne), aggloméré \mathcal{A}_e (cohésion élevée).*

6 Synthèse générale sur les simulations

Quatre tableaux sont disponibles dans l'annexe B pour synthétiser les différences entre les régimes d'écoulement. Le premier tableau B.1 compare les cinq régimes avec 700 particules. Le second tableau B.2 synthétise les observations faites sur l'influence de l'épaisseur. Le troisième tableau B.3 résume les conséquences du changement de sens de glissement. Enfin, le dernier tableau B.4 concerne l'ouverture du contact.

Comme cela a été montré dans les chapitres II et III, le comportement du troisième corps dépend de manière significative de la raideur \tilde{E} et la cohésion \tilde{c} – et dans une moindre mesure, de la viscosité $\tilde{\alpha}$. Cependant, ces paramètres sont pour le moment purement numériques et n'ont pas été mesurés expérimentalement. Pour pallier ce manque, un banc expérimental a été développé. Les détails de la conception de ce banc sont développés dans la partie 1. Ensuite, les premiers résultats expérimentaux sont présentés dans la partie 2. Enfin, un lien entre le modèle MELODY2D et l'expérimentation est esquissé dans la partie 3. Le banc d'essai fait l'objet d'un brevet.

1 Conception du banc d'essai

1.1 Principe du banc d'essai

Les méthodes expérimentales couramment utilisées pour caractériser les propriétés mécaniques du troisième corps (voir partie I.3.3, page 47) ne considèrent pas le troisième corps comme un matériau granulaire. Partant de là, il est difficile d'estimer la force de cohésion entre les particules¹. De même, la raideur est une grandeur complexe à mesurer.

Le principe du banc repose sur la compression non confinée d'un tas de poudre de troisième corps. En observant comment ce tas se déforme et comment les particules en son sein se réorganisent lorsqu'il est soumis à un chargement, il est possible de remonter à la raideur et à la cohésion des particules qui le composent. Pour cela, une étude paramétrique est réalisée à l'aide d'un logiciel de modélisation de matériau granulaire, en faisant varier la cohésion et la raideur dans ces simulations. Lorsque les comportements observés sur le banc et dans les simulations sont similaires, la raideur et la cohésion choisies numériquement sont alors une bonne approximation des vraies propriétés mécaniques.

1. L'adhésion entre le troisième corps et le premier corps peut être mesurée par exemple à l'aide de tests de pelage ou « de ruban adhésif », mais cela ne mesure pas la force de cohésion entre les particules de troisième corps.

Le logiciel MELODY2D ne permet que de modéliser des systèmes en deux dimensions. Le banc doit donc effectuer cette compression non confinée de telle sorte que le mouvement des particules de troisième corps soit dans un plan.

Pour réaliser une telle cinématique, le choix technologique a été le suivant : un tas de poudre est placé au sein d'une rainure très étroite. Une lame descend ensuite et comprime le tas de poudre. Le mouvement des particules est ensuite observé à l'aide d'une caméra à travers les parois de la rainure. Le banc tire son nom de ce système : *LaRa* pour *Lame-Rainure*.

1.2 Détail de la conception

1.2.1 Conception de la lame et de la rainure

Le support inférieur constitue la rainure dans laquelle est placé le tas de poudre. Le support supérieur, quant à lui, maintient la lame qui va comprimer ledit tas. La lame et la rainure doivent être parfaitement ajustées afin que, d'une part, la lame ne frotte pas contre les parois de la rainure, et d'autre part, les particules de troisième corps ne puissent pas s'intercaler entre les parois et la lame.

Pour constituer la rainure, trois plaques sont empilées, avec un léger décalage. Les deux plaques externes forment les parois de la rainure, tandis que celle au milieu forme le fond de cette rainure. Afin de pouvoir visualiser le comportement du tas de poudre, les parois – ou au moins, l'une d'entre elles – doivent être transparentes. Les parois sont donc en saphir², qui en plus d'être transparent, présente les avantages d'être très raide (module de Young E égal à 420 GPa) et très dur (9 sur l'échelle de Mohs, soit environ 2000 HV). La plaque qui forme le fond de la rainure est quant à elle en acier 100Cr6, recuit et bruni. Cet acier, utilisé pour les billes des roulements, est particulièrement dur (dureté supérieure à 60 HRC) et raide (au-delà de 220 GPa). Grâce aux propriétés mécaniques des matériaux qui constituent la rainure, on s'assure que seul le tas de poudre de troisième corps se déforme.

Un porte-échantillon est conçu pour accueillir ces trois plaques. Deux vis maintiennent les plaques serrées et une pièce martyre est intercalée pour ne pas fendre le saphir. La figure IV.1 permet de voir ce porte-échantillon, ainsi que la rainure formée par les trois plaques. L'avantage de ce type de conception est qu'il permet de changer facilement le matériau de l'une des parois ou du fond de la rainure, tout en assurant un parallélisme entre les parois, du moment que les pièces ont des faces parfaitement parallèles entre elles. De plus, cela permet de s'assurer de ne pas avoir de congés de raccordement entre les parois et le fond de la rainure, chose qu'il aurait été impossible d'éviter en taillant la rainure dans une seule pièce.

Le support supérieur qui permet de maintenir la lame est de conception beaucoup plus simple. La lame est un cylindre en saphir d'un millimètre d'épaisseur et de 12 mm de diamètre. Le choix du saphir est motivé par les mêmes raisons que pour les parois. La

2. Plus prosaïquement, du corindon monocristallin sans impuretés, de formule chimique Al_2O_3 .

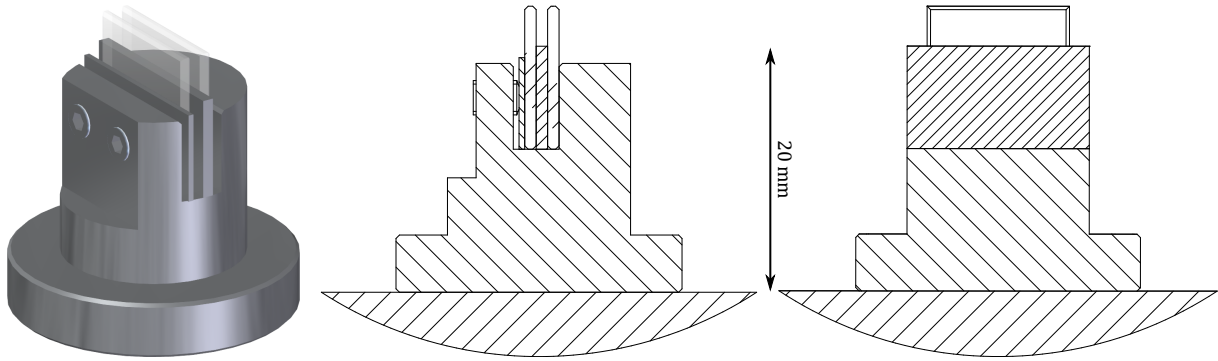


Figure IV.1 – *Vue isométrique et vues en coupe du support inférieur formant la rainure.*

lame se loge dans une encoche en forme de V dans le porte-échantillon supérieur. Cette architecture permet, au besoin, d'employer des lames de diamètres légèrement différents. Une lamelle de cuivre ou d'un autre métal tendre peut être intercalée entre la lame en saphir et le porte-échantillon afin de réduire la pression de contact. Enfin, le maintien de la lame se fait à l'aide d'une pièce qui plaque la lame, grâce à deux vis. La figure IV.2 permet de voir l'ensemble de ce support supérieur.

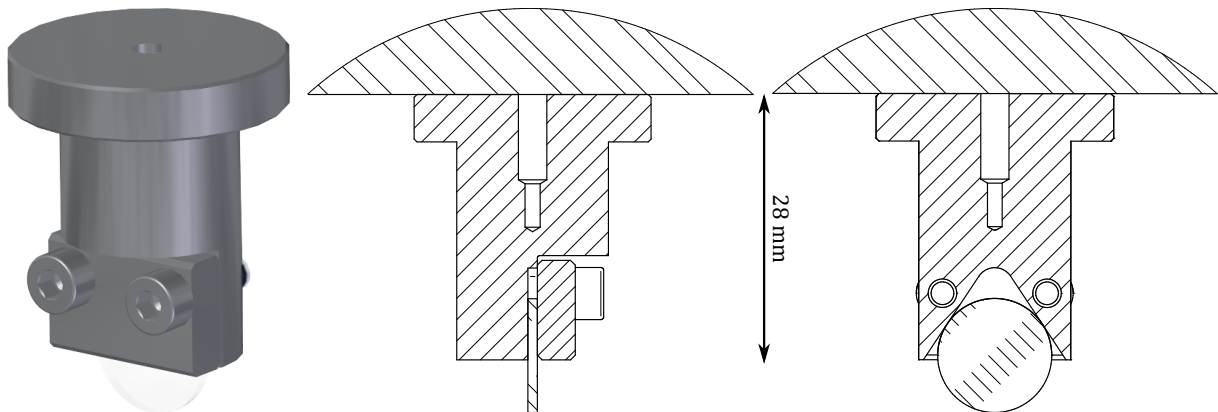


Figure IV.2 – *Vue trimétrique et vues en coupe du support supérieur maintenant la lame.*

Le jeu entre la lame et la rainure doit être le plus faible possible afin que les particules ne puissent pas s'intercaler entre la lame et les parois, mais ce jeu doit rester positif, de sorte à ne pas avoir de frottements entre la lame et la rainure. Pour s'assurer du jeu, le fond de la rainure est usiné en fonction de l'épaisseur de la lame en saphir qui lui est associée.

1.2.2 Conception de la liaison glissière et du bâti

Le bâti, qui maintient les deux supports présentés dans la partie précédente, forme une équerre – c'est-à-dire un L. Le support inférieur qui constitue la rainure repose sur la partie horizontale de cette équerre. Il n'est pas fixé, le déplacement entre le bâti et le support inférieur est totalement libre. Les faces du support inférieur et du bâti en contact sont parfaitement lisses, grâce à une rectification plane. Ce choix de conception vise à simplifier l'utilisation du banc.

Le support supérieur, sur lequel est placée la lame, est fixé sur la partie verticale du bâti, par l'intermédiaire d'une butée à air. Cette butée permet à la lame de translater dans un axe vertical, à savoir de monter ou de descendre. La butée à air est une glissière dans laquelle de l'air comprimé maintient une certaine distance entre l'axe de la glissière et le bâti. De cette manière, il n'y a aucun contact entre les deux, donc presque aucun frottement.

L'air comprimé provient du laboratoire. Celui-ci passe dans un système de détendeur, de filtres et de déshumidificateur afin de s'assurer de sa qualité, et ainsi préserver l'intégrité de la butée à air. Ce système n'est pas représenté sur les figures suivantes. La figure IV.3 – A présente les deux supports pour la lame et la rainure, ainsi que le bâti et la butée à air.

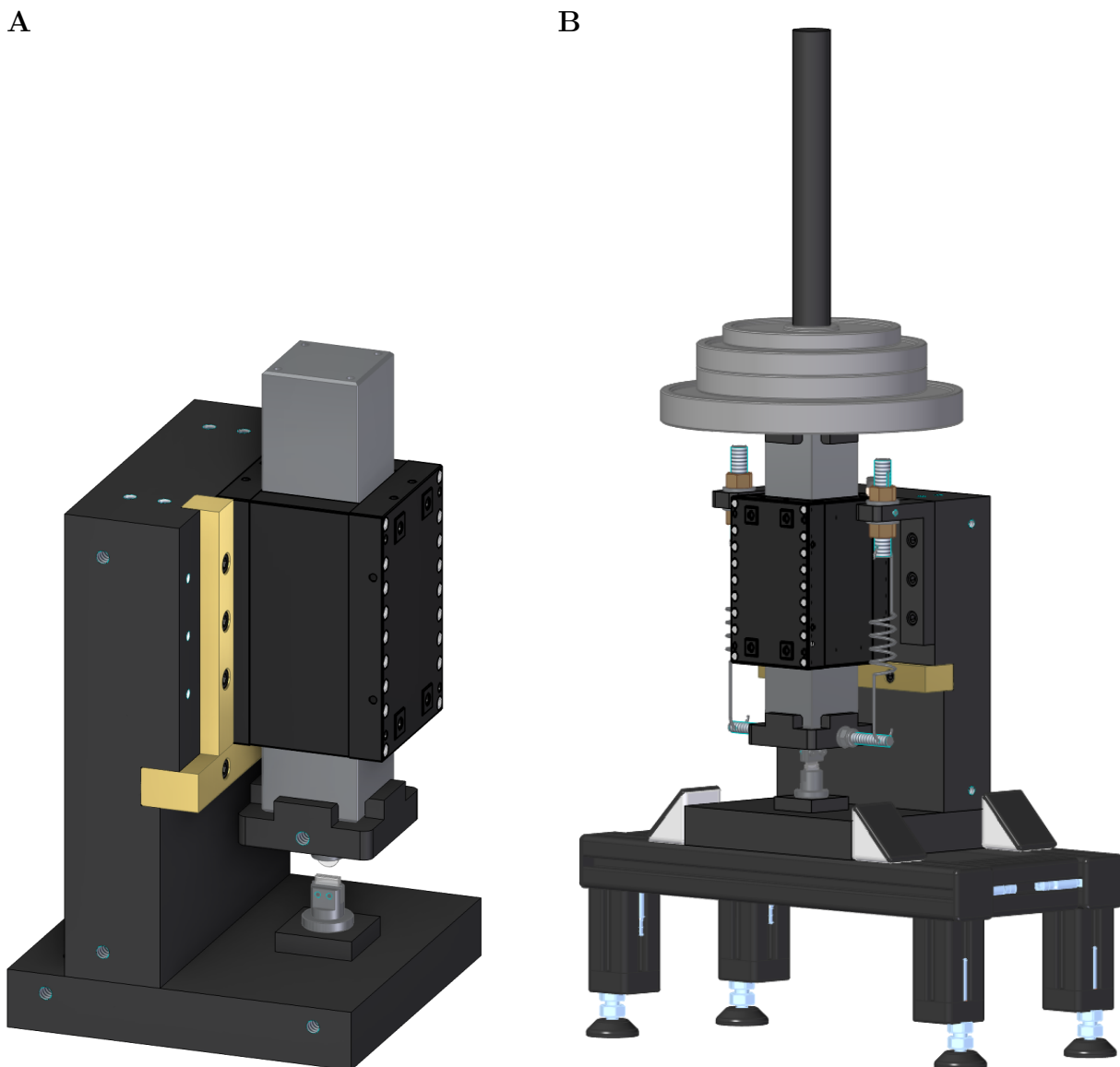


Figure IV.3 – **A** : *Vue trimétrique du bâti, de la butée à air et des supports supérieurs et inférieurs. Seule une petite partie du support supérieur est visible, dont la lame en saphir.* **B** : *Vue dimétrique du banc LaRa complet, seuls manquent la caméra ou le microscope, ainsi que le système de filtration de l'air comprimé.*

1.2.3 Système de chargement

Enfin, la dernière partie constituant le banc est le système de chargement. Celui-ci est purement gravitaire : il consiste à ajouter des masses au fur et à mesure de l'expérimentation. Pour ajouter ces masses, un axe est placé au sommet de la butée à air. Ceci peut être vu sur la figure IV.3 – B, avec quatre disques en fonte.

Des ressorts, qui peuvent être également vus sur la figure IV.3 – B, permettent de contrebalancer le poids propre de la butée à air. Ils sont placés de part et d'autre de cette butée, et l'une de leurs extrémités est fixée sur l'axe de la glissière, tandis que l'autre extrémité est fixée à travers une tige filetée. À l'aide d'un système de vis-écrou, il est possible de faire monter et descendre la tige filetée, et par conséquent les ressorts. En les déplaçant, le point d'équilibre est modifié. Ainsi, ils permettent de positionner la lame en saphir quelques millimètres au-dessus du tas de poudre, et de la maintenir en équilibre.

Lorsque l'on ajoute des masses et que la lame est en contact avec la poudre placée dans la rainure, l'intégralité du poids des masses \vec{P}_m est équilibrée par la force de rappel \vec{F}_r de chacun des deux ressorts et la réaction du tas de poudre \vec{R} (il n'y a pas d'efforts dans la glissière grâce à la butée à air), c'est-à-dire :

$$\sum \vec{F} = \vec{0} \quad \text{Équilibre des forces} \quad (\text{IV.1})$$

$$2\vec{F}_r + \vec{R} + \vec{P}_m = \vec{0} \quad (\text{IV.2})$$

$$2k \cdot \Delta l + R = \Delta m \cdot g \quad \text{Projection sur l'axe vertical } \vec{y} \quad (\text{IV.3})$$

Avec k la raideur des ressorts, Δl l'allongement des ressorts à cause de la masse, Δm la masse ajoutée et g l'accélération de pesanteur. Afin de minimiser l'effort de rappel des ressorts \vec{F}_r , la raideur k a été choisie pour être la plus faible possible. De plus, l'allongement des ressorts Δl est très faible (quelques millimètres). On peut alors considérer que l'intégralité de la masse appliquée est reprise par le tas de poudre, et que :

$$R = \Delta m \cdot g \quad (\text{IV.4})$$

Cette équation est satisfaisante pour des masses élevées, mais discutable pour des masses imposées faibles.

1.2.4 Système de visualisation

La visualisation du tas de poudre se fait en plaçant une caméra ou un microscope de façon orthogonale aux parois de la rainure.

La première solution utilise un microscope numérique Keyence VHX-2000F. Ce microscope a un capteur couleur de 1600×1200 pixels et une fréquence d'acquisition de 15 Hz. Des photos du banc avec le microscope sont visibles sur la figure IV.4. L'objectif utilisé avec ce microscope, le VH-Z20, permet un grossissement compris entre 20 et 200 fois.

Le microscope ne permet pas de capturer des vidéos, ou du moins de manière très limitée. Le protocole employé pour effectuer les mesures consiste à ajouter successivement

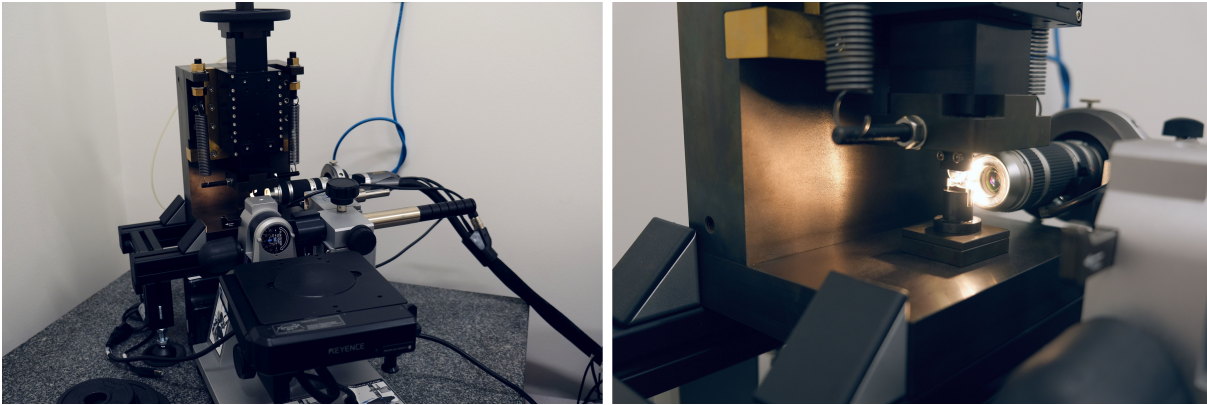


Figure IV.4 – Photos du banc LaRa avec le microscope. À gauche, vue générale du banc. À droite, vue de détail du système lame-rainure, avec l'objectif du microscope en arrière-plan.

des masses de 20 g. Au fur et à mesure que ces masses sont ajoutées, la pression exercée sur le tas de poudre augmente. Une photographie est prise à chaque ajout, en attendant quelques secondes afin que le tas de poudre soit stabilisé. On obtient ainsi une succession d'images, chacune associée à une masse appliquée.

Ce système a deux inconvénients. D'une part, il serait possible d'utiliser un plus gros grossissement, mais le tas de poudre ne serait pas photographié dans sa totalité, à cause d'un capteur trop petit. D'autre part, l'absence de prise de vidéos ne permet pas de voir les événements qui se déroulent lors de l'ajout d'un poids. À cet instant, une réorganisation du matériau granulaire s'opère, ce qui peut être intéressant à observer.

C'est pour ces raisons qu'un deuxième dispositif d'acquisition d'images a été utilisé, une caméra VC-12MC-M/C 65 Stemmer Vieworks, visible sur la figure IV.5. Celle-ci permet de prendre des images à une fréquence supérieure à 100 Hz, avec une résolution de 4096×3072 pixels sur un capteur de $22,5 \text{ mm} \times 16,9 \text{ mm}$. Le capteur est en nuances de gris. Un objectif télécentrique Mytron LSTL20H-F avec un grossissement de $\times 2$ est placé devant la caméra. Celle-ci est fixée sur un banc optique, afin de pouvoir positionner la caméra précisément par rapport à l'échantillon.

L'utilisation d'un objectif télécentrique présente de nombreux avantages. Le grossissement est fixe, quelle que soit la distance à laquelle se trouve l'objet. Ceci diffère des objectifs standards (qualifiés d'entocentriques), pour lesquels les objets les plus éloignés ont un grossissement inférieur. De plus, les objets présents sur le bord du champ de vision d'un objectif télécentrique ne sont pas déformés, contrairement aux objectifs entocentriques. L'objectif télécentrique permet ainsi une vraie projection orthographique, ce qui simplifie l'analyse des résultats. Du fait du grossissement de $\times 2$, un objet de 1 mm fera 2 mm sur le capteur, quelle que soit sa distance à l'objectif.

Cette fois-ci, chaque fois qu'une masse est ajoutée, une série d'images est prise à 50 Hz pendant 10 s. Cela permet de visualiser la dynamique du mouvement lors de l'ajout de masses.

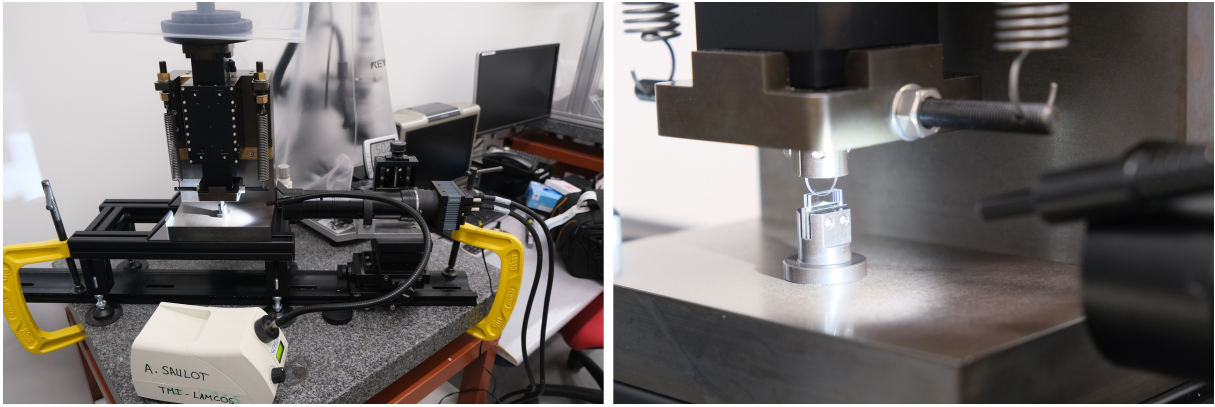


Figure IV.5 – Photos du banc LaRa avec la caméra à haute vitesse. À gauche, vue générale du banc. La caméra est placée à droite. Un illuminateur à col de cygne a été ajouté pour éclairer correctement l'échantillon. À droite, vue de détail du système lame-rainure, avec l'objectif de la caméra en premier plan.

2 Validation expérimentale du banc

2.1 Troisième corps et poudres modèles

L'objectif de ce banc d'essai est d'étudier les propriétés mécaniques (cohésion et raideur notamment) du troisième corps qui serait récolté sur des échantillons soumis à du fretting.

La récupération de troisième corps est un sujet complexe. Une fois sorti de l'interface, il n'est plus *stricto sensu* du troisième corps. Ses propriétés mécaniques peuvent varier, par exemple, en s'oxydant au contact de l'air [Baydoun et Fouvry, 2020]. Certains bancs d'essai effectuent des essais de fretting où les deux pièces en contact frottent dans un plan vertical. Il y a par conséquent des particules d'usure qui tombent au cours de l'essai. Il est possible de conserver ces particules et de les placer sur le banc.

La notion de troisième corps peut varier selon les auteurs. Parfois, seules ces particules d'usure sont considérées comme étant des particules de troisième corps, alors que dans d'autres cas, la notion de troisième corps peut s'étendre à des couches beaucoup plus cohésives, comme cela peut être vu sur la figure I.26, page 57. La question d'un nettoyage³ – et son intensité – des surfaces usées par du fretting pour récolter davantage de troisième corps peut alors être posée.

Dans un premier temps, pour valider le banc d'essai et pour introduire un lien avec le modèle numérique, il a été choisi d'utiliser des poudres métalliques calibrées, ou « poudres modèles ». Ces poudres sont produites par atomisation au plasma. Cette technique consiste à faire fondre un métal à l'aide de torches plasma. Le métal alors fondu forme des gouttelettes qui sont refroidies dans de l'eau [Le Moynes, 2010]. Cela permet d'obtenir des poudres métalliques très fines et quasiment parfaitement sphériques. Elles sont très utilisées dans le domaine de la fabrication additive. Leur granulométrie peut ensuite être affinée par des techniques de séparation des poudres, par exemple par tamisage.

3. Nettoyage mécanique ou physico-chimique par exemple.

Plusieurs poudres peuvent être trouvées dans le commerce, un premier essai a été effectué avec des poudres de Ti6Al4V, d'une granulométrie comprise entre 0 et 20 μm . Une image prise au MEB de cette poudre peut être vue sur la figure IV.6.

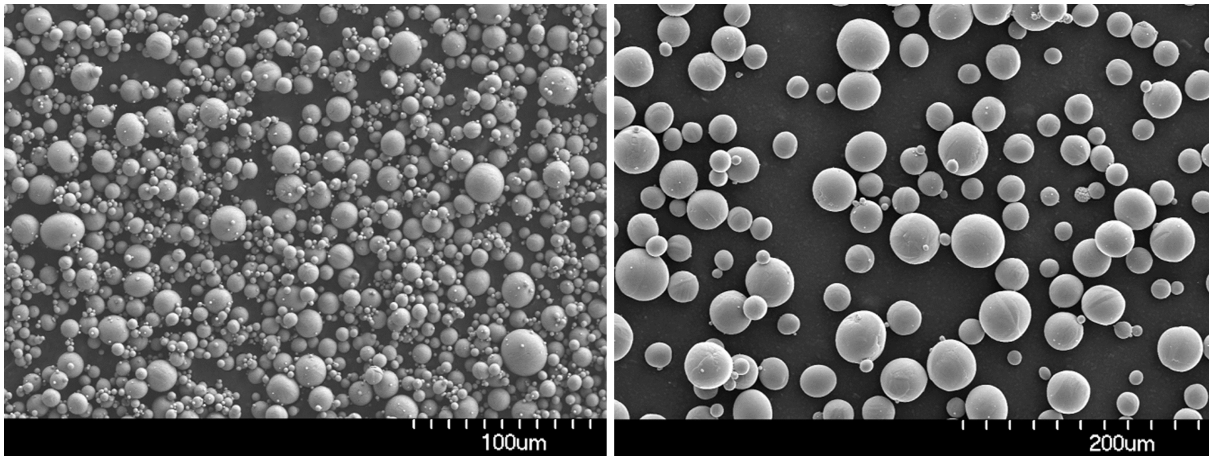


Figure IV.6 – Images MEB de poudre de Ti6Al4V. À gauche, poudre de granulométrie allant de 0 à 20 μm . À droite, poudre de granulométrie allant de 15 à 45 μm .

Cependant, ces poudres présentent l'inconvénient d'avoir une dispersion assez grande par rapport aux besoins du banc. Notamment, l'écart entre la lame et les parois de la rainure est de l'ordre de 5 μm , ce qui est faible, mais permet aux particules les plus fines de s'intercaler. Cela empêche de visualiser correctement le tas de poudre, et, par conséquent, contrecarre une analyse inverse de la déformation du tas de poudre en fonction de la masse appliquée.

Une seconde poudre qui a l'avantage d'avoir une granulométrie beaucoup plus resserrée a été utilisée, car elle a été tamisée pour un projet précédent. Il s'agit d'une poudre d'acier rapide M50, qui comporte une fraction de chrome (4,0%), de molybdène (4,2%) et de vanadium (1,1%). Plusieurs granulométries sont disponibles, celles comprises entre 32 et 40 μm et entre 40 et 50 μm seront utilisées ici.

Il est possible de réduire la dispersion de la poudre de Ti6Al4V par tamisage, néanmoins cela n'a pas été faisable dans le temps imparti pour cette étude (processus externe). Des essais de filtration sous vide avec des filtres micrométriques ont été menés, sans résultats probants. L'utilisation de poudre Ti6Al4V, qui s'approche certainement des propriétés mécaniques du troisième corps dans les contacts aube-disque, aurait été préférable, mais il s'agit ici d'une démarche de validation du banc plutôt que de caractérisation du troisième corps.

2.2 Positionnement de la poudre dans la rainure

La première étape consiste à déposer une certaine quantité de poudre dans la rainure. Afin de connaître la quantité de poudre disposée dans la rainure, cette étape se fait sur une balance, avec une précision de 0,1 mg. La forme du tas doit être prise en considération. En effet, un écoulement 2D est souhaité. Il faut donc obtenir un tas homogène dans l'épaisseur

de la rainure, de sorte que ce tas forme un prisme triangulaire, comme la figure IV.7 le montre.

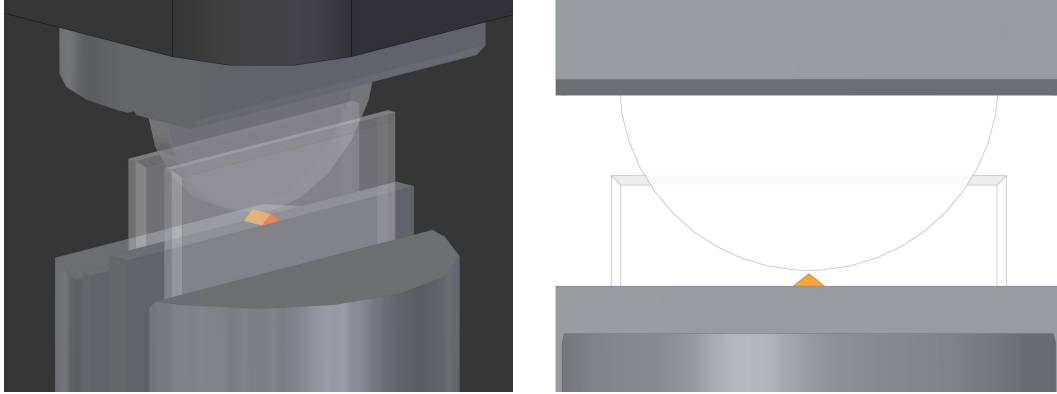


Figure IV.7 – Représentation du tas de poudre (en orange) placé dans la rainure. À gauche, vue 3D. À droite, vue de face. La paroi la plus proche est ôtée afin de voir l'intérieur. Cette configuration de face correspond à ce que voit la caméra ou le microscope.

Il est intéressant d'obtenir le plus petit tas possible pour limiter le nombre de particules à modéliser pour effectuer l'analyse inverse à l'aide de MELODY2D. Cela permet également d'augmenter la pression atteinte dans le contact. Avec une hauteur de tas h de $400\ \mu\text{m}$, une largeur b de $1000\ \mu\text{m}$, une fraction solide F_s de 0.65 et pour des particules de $5\ \mu\text{m}$ de rayon R_p , le nombre de particules n_p à modéliser est de :

$$n_p = \frac{b \cdot h}{2} \cdot \frac{F_s}{\pi \cdot R_p^2} \approx 1600 \text{ particules} \quad (\text{IV.5})$$

Ce nombre de particules n_p est suffisamment faible pour pouvoir être modélisé par MELODY2D avec des particules déformables. n_p correspond au nombre de particules présentes dans un plan du tas, et non pas du nombre total de particules présentes dans ledit tas. La masse de poudre m_p d'un tas avec une largeur de rainure $L_r = 1\ \text{mm}$, pour de l'acier M50 ayant une masse volumique $\rho_{M50} = 8800\ \text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$, est de :

$$m_p = \frac{b \cdot h}{2} \cdot L_r \cdot \rho_{M50} \cdot F_s \approx 1,1\ \text{mg} \quad (\text{IV.6})$$

Cette masse est particulièrement faible, ce qui est l'une des raisons de la difficulté à faire un tel tas de poudre. Une autre raison vient du fait que l'électricité statique joue un rôle non négligeable à cette échelle. Il y a ainsi un certain nombre de particules qui adhèrent aux parois en saphir et ne tombent pas dans la rainure lorsque la poudre est placée.

La poudre est prélevée à l'aide d'une microcuillère afin de la positionner dans la rainure. La poudre est ensuite déversée au centre de la rainure grâce à un entonnoir. La forme d'un tel tas « libre » est proche d'un prisme, mais pas totalement maîtrisée. D'autres outils ont été testés pour faire ce tas de poudre, notamment des gabarits réalisés en impression 3D, mais ceux-ci ne sont pas assez ajustés et ne donnent pas de résultats satisfaisants. La mise en forme du tas constitue une voie d'amélioration future.

En partant de l'équation IV.4, la pression P_R exercée sur ce tas de poudre sera, avec une masse appliquée sur le tas de poudre Δm de 10 kg :

$$P_R = \frac{R}{L_r \cdot b} = \frac{\Delta m \cdot g}{L_r \cdot b} = 100 \text{ MPa} \quad (\text{IV.7})$$

Pour atteindre des pressions élevées, il est nécessaire de placer très peu de matière dans la rainure. Plus la quantité est faible, et plus la pression est élevée. À noter cependant qu'il s'agit d'un matériau granulaire, et, par conséquent, les pressions locales peuvent être beaucoup plus élevées. Aussi, la forme de la lame influe sur cette pression, en fonction de sa capacité à maintenir le tas de particule. Une lame plate ou concave pourrait permettre d'obtenir des pressions plus élevées, car les particules pourraient plus difficilement s'échapper sur les bords.

2.3 Utilisation du microscope numérique

Un exemple de capture d'images prises avec le microscope numérique est visible sur la figure IV.8. Dans ce cas, un tas de poudre d'acier M50 est comprimé par la lame en saphir, dont on devine le contour.

Sur cette figure IV.8, en haut à gauche, le tas de poudre est disposé dans la rainure. La quantité de matière disposée ici est plus importante que celle souhaitée, ce qui fait un tas de poudre de plus de 1 mm de haut, et d'une largeur d'au moins 3 mm. On constate qu'une partie importante de poudre est collée aux parois, notamment sur la partie gauche. Une partie des particules adhèrent également à la lame en saphir.

Ensuite, sur les deux photographies suivantes, la lame descend, ce qui mène à une réorganisation des particules, notamment celles les plus éloignées du fond de la rainure. Aucune particule ne passe entre la lame et la paroi, signe que le jeu est suffisamment faible.

Enfin, sur la dernière photographie, toutes les masses ont été retirées. Du fait de l'action des ressorts, la lame remonte. Deux observations principales peuvent être faites.

D'une part, le tas de poudre conserve sa forme comprimée, à échelle macroscopique. Seules quelques particules restent collées à la lame en saphir, ce qui signifie que la force d'adhésion entre les particules et la lame est inférieure à la force de cohésion entre les particules.

D'autre part, lorsque l'on retire les masses, le tas et la lame bougent très peu, du moins, à la limite de la résolution du système, jusqu'à un instant soudain où la lame remonte brusquement. Ceci est certainement dû au fait que la poudre adhère à la lame, et la retient donc, jusqu'à ce que la force de rappel des ressorts soit suffisamment importante. Cet évènement est très bref, et une seule photographie ne suffit pas à comprendre ce qui se produit. Ceci est l'une des raisons du passage à une caméra à haute vitesse.

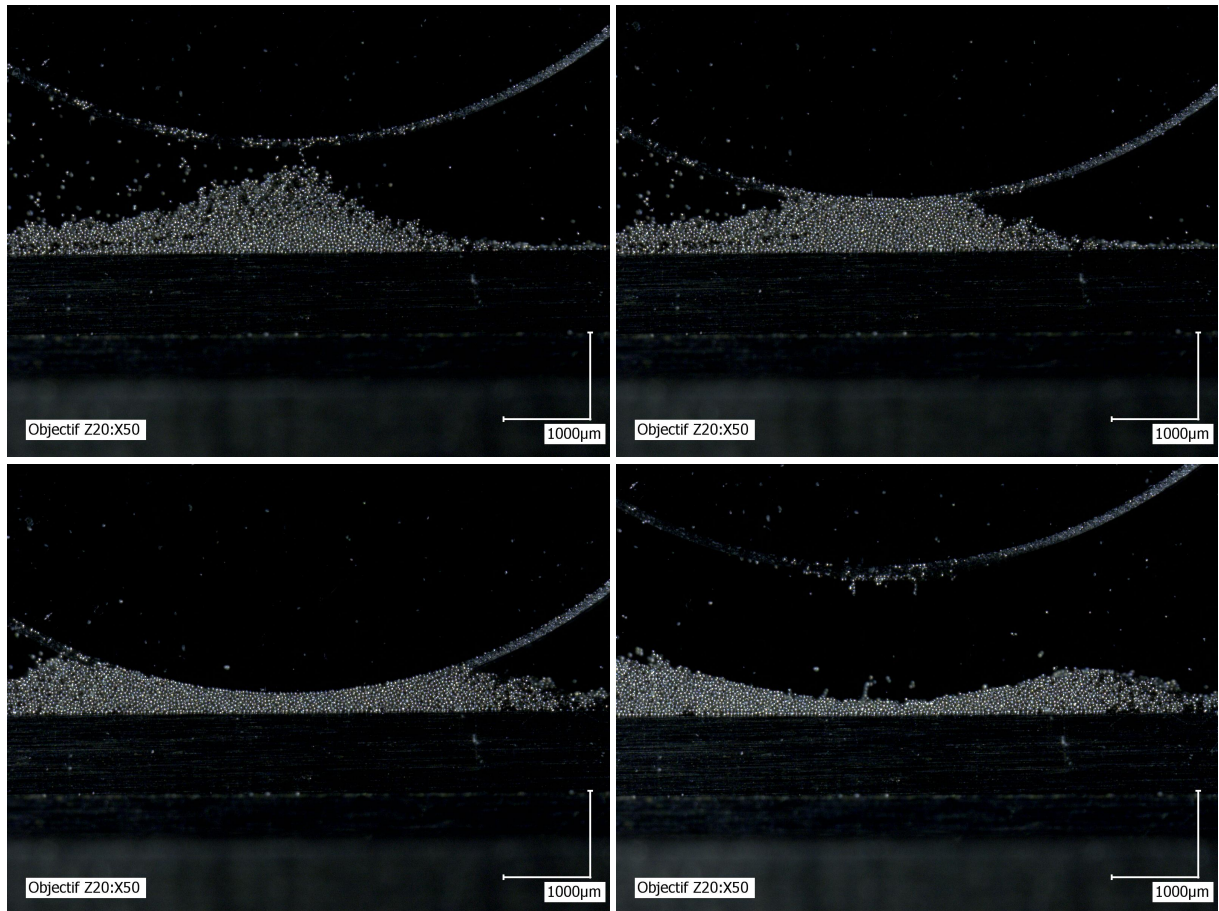


Figure IV.8 – Exemples de photographies prises à l'aide du microscope sur le banc LaRa. Celles-ci sont dans un ordre chronologique de gauche à droite et de haut en bas. La première image est prise avant d'ajouter une masse, la deuxième après l'ajout de 40 g et la troisième après l'ajout de 1 kg. La dernière image est prise après le retrait de toutes les masses.

2.4 Utilisation d'une caméra à haute vitesse

2.4.1 Observation visuelle

La figure IV.9 présente un exemple de compression d'un tas de poudre de M50 d'une granulométrie comprise entre 40 et 50 μm , filmée à l'aide de la caméra haute vitesse. Les six images sont rognées sur leur partie inférieure. Elles sont également numériquement éclaircies avec un facteur de correction de gamma de 2. En effet, le tas de poudre est volontairement légèrement sous-exposé, afin de réduire au maximum les reflets qui se forment nécessairement sur des particules sphériques. L'éclaircissement est purement visuel, et n'est pas utilisé dans le traitement d'image appliqué par la suite.

Des masses sont ajoutées au fur et à mesure de l'expérience. Au début, il s'agit de masses de 21 g, puis des disques en fonte de 0,5 kg à 2 kg. La succession d'images montre l'évolution du tas de poudre, lorsqu'il est soumis à de la compression. En réalité, c'est une série de 200 photographies qui sont prises à chaque ajout de masse, mais pour l'illustration, une seule est représentée ici.

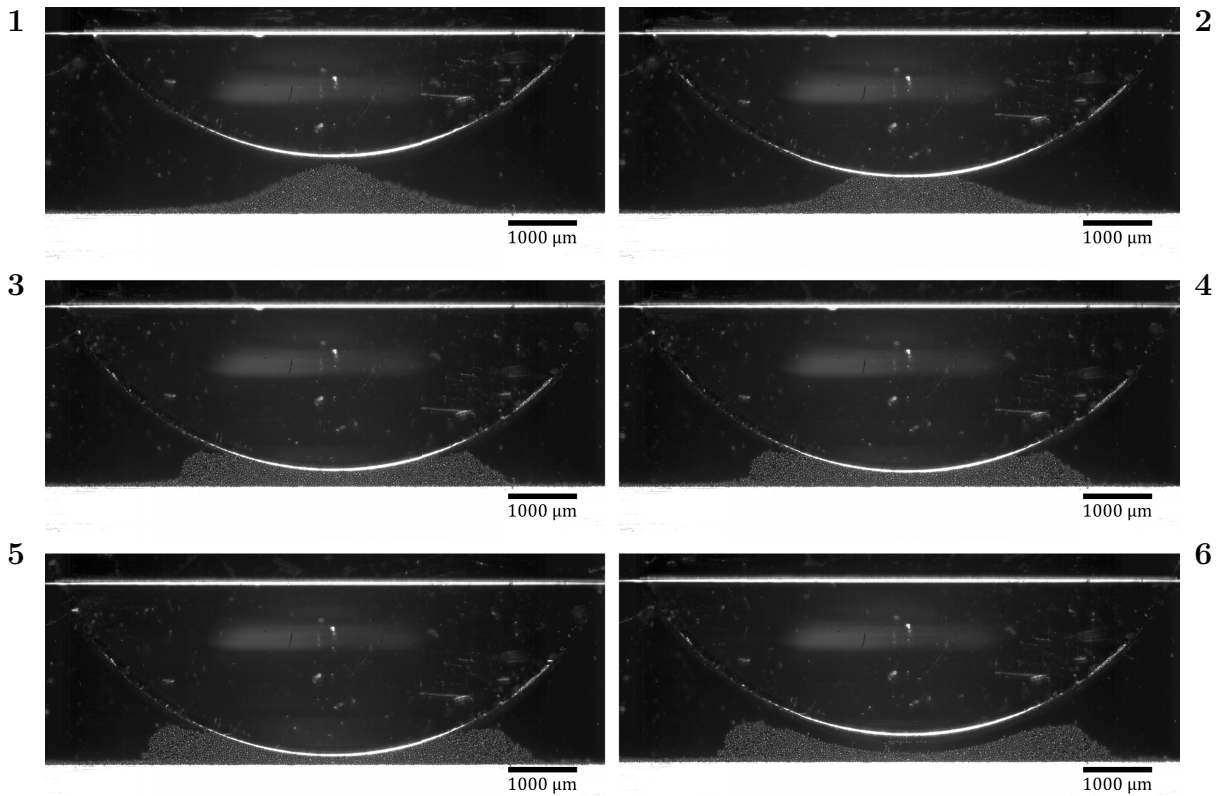


Figure IV.9 – Exemples de photographies prises à l’aide de la caméra sur le banc LaRa. Celles-ci sont dans un ordre chronologique de gauche à droite et de haut en bas. L’image **1** est prise avant d’ajouter une masse ; la **2**, après l’ajout de 45 g ; la **3**, après l’ajout de 126 g ; la **4**, après l’ajout de 294 g ; la **5**, après l’ajout de 12,5 kg. L’image **6** est prise après le retrait de toutes les masses. Les images brutes sont éclaircies par une correction de gamma de 2.

Le tas, que l’on peut voir sur l’image **1**, est légèrement plus petit que celui vu dans la partie 2.3, avec une hauteur d’environ 750 μm et une largeur de tas d’environ 3 mm. Pour mesurer, il suffit de compter les pixels, puis de multiplier leur taille par deux, du fait du grossissement $\times 2$ de l’objectif. Cette variabilité de taille et de forme provient du processus de mise en forme.

Ensuite, sur les photographies **2**, **3**, **4** et **5**, le tas se déforme sous la pression exercée par la lame. Entre les étapes **1**, **2** et **3**, une réorganisation des particules est visible, alors qu’entre les étapes **3**, **4** et **5**, peu de mouvements sont décelables malgré la charge très élevée appliquée (jusqu’à 12,47 kg).

Avant l’étape **6**, les masses sont retirées progressivement, jusqu’à ce que la force de rappel des ressorts soit suffisante pour décoller la lame du tas de poudre. Très peu de réorganisation des particules est visible entre temps. La masse retirée correspond à 12,64 kg, ce qui est plus que la masse ajoutée dans la phase de descente. Au départ, en réalité, une certaine quantité de masses sont disposées avant d’entamer la compaction. Les particules génèrent une certaine adhésion avec la lame, ce qui nécessite un effort des ressorts plus important. De plus, malgré une masse retirée supérieure à celle initiale, la lame ne remonte pas à la même hauteur. Cela est dû à des frottements résiduels dans la rainure à

cause de petites particules qui sont parvenues à se glisser entre la lame et les parois de la rainure.

2.4.2 Exploitation numérique

Un lien doit être fait entre les données expérimentales et le logiciel MELODY2D. Pour cela, une analyse numérique des images acquises expérimentalement est menée.

À chaque fois qu'une masse est ajoutée, une succession de 200 images sont prises. À la dernière image de chacune de ces séries, on peut supposer que le tas est dans un nouvel état d'équilibre. Un traitement numérique permet de détecter automatiquement les contours de la lame et du fond de la rainure.

Chaque photographie obtenue par la caméra forme une matrice de 4096×3072 pixels. Chacun de ces pixels a une valeur d'intensité lumineuse comprise entre 0 (pixel noir) et 255 (pixel blanc). Cette image de départ, simplement rognée sur la zone d'intérêt, est visible sur la figure IV.10 – A. De ceci peut être extrait un histogramme, visible sur la figure IV.10 – B. Dans celui-ci, les pixels sont répartis en fonction de leur valeur. Ainsi, on détecte sur l'histogramme trois pics principaux.

Le premier, à 0, correspond au fond. Le second, plus étalé et moins haut, concerne le tas de poudre. Enfin, le dernier coïncide avec les pixels surexposés, donc parfaitement blancs. L'information intéressante sur le tas de particules en tant que tel se situe donc sur les pixels ayant une valeur comprise approximativement entre 25 et 100. Une image correctement exposée devrait avoir un histogramme mieux équilibré, mais ceci reviendrait à éclairer davantage (ou à exposer plus longtemps), ce qui génère des reflets sur les particules.

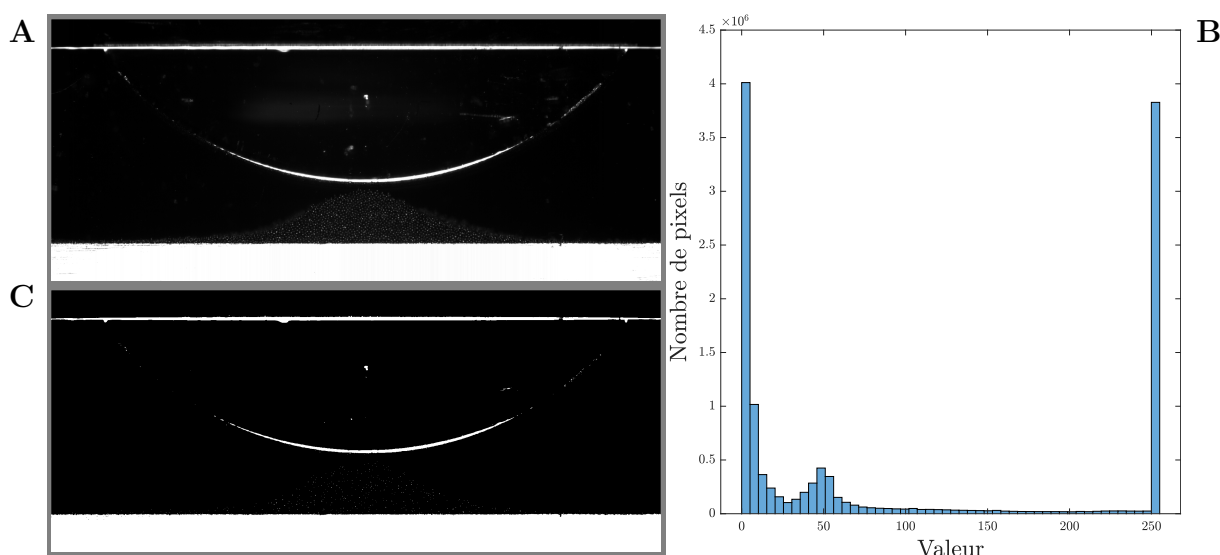


Figure IV.10 – **A** : Photographie en nuances de gris brute rognée. **B** : Histogramme de la valeur des pixels qui composent l'image A. **C** : Image en noir et blanc extraite à partir de la photographie.

Une image composée uniquement de noir et de blanc est calculée à partir de la photographie et de l'histogramme, comme cela peut être vu sur la figure IV.10 – C. On

peut noter que le tas de poudre a totalement disparu sur cette nouvelle image. Les zones blanches peuvent alors être détectées. La plus grande zone blanche correspond au fond de la rainure, et celle en arc de cercle, au rebord de la lame. Il est alors possible d'automatiser le processus pour appliquer ceci sur toutes les photographies prises lors de l'expérience.

Un exemple d'une telle détection peut être vu sur la figure IV.11. La bande jaune marque le bord inférieur de la lame, et la bande rouge, la face supérieure de la rainure. Il est ainsi possible de déterminer une distance entre la lame et la rainure, avec une précision de l'ordre du pixel.

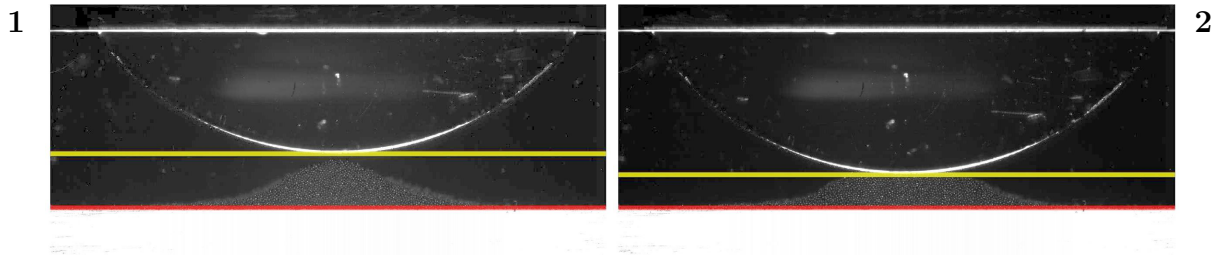


Figure IV.11 – Exemple d'extraction de la position de la lame et du fond de la rainure. Les images 1 et 2 sont les mêmes que celles de la figure IV.9.

En connaissant la masse appliquée pour chaque photo, il est possible de tracer la force R appliquée en fonction de la distance entre la lame et le fond de la rainure, comme c'est le cas sur la figure IV.12, en utilisant l'équation IV.4. Afin de simplifier la lecture, ce n'est pas la distance entre la lame et la rainure qui est utilisée, mais l'écart e qui représente la distance entre la lame au début (c'est-à-dire à la position visible sur la figure IV.9 – 1) et la position à un instant t . Au début, la force appliquée est nulle, la courbe commence donc bien au point $(0, 0)$ (représenté par une croix orange).

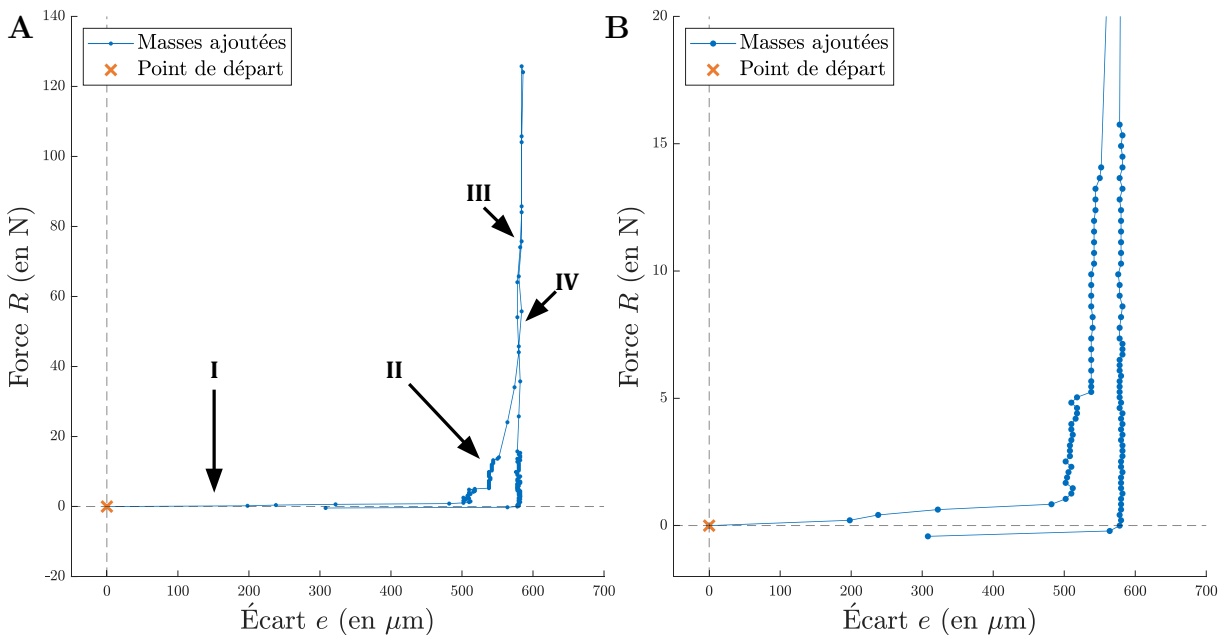


Figure IV.12 – A : Courbe force-déplacement. B : Courbe force-déplacement zoomée sur l'axe des ordonnées.

La courbe a une allure très différente des courbes de force-déplacement que l'on peut obtenir lors de caractérisation de solides. Ce comportement est causé par la nature granulaire du matériau. On peut ainsi observer trois grandes phases dans la partie « compression » (où les masses sont ajoutées), puis une dernière phase dans la partie « détente » (où les masses sont ôtées).

Tout d'abord, lors de la phase **I**, l'ajout d'une très faible masse (21 g, soit environ 210 mN) se traduit par un écart important. Il s'agit du moment où la lame n'est en contact qu'avec une petite quantité de poudre, au sommet du tas. Les grains se meuvent assez librement, laissant la lame se déplacer. Cela correspond aux images **1** et **2** sur la figure IV.9.

Ensuite, dans la phase **II**, qui commence dès qu'une centaine de grammes est disposée (soit plus de 1 N). La lame est en contact avec beaucoup plus de grains, dont la mobilité se réduit. Ils se réorganisent cependant parfois brusquement, générant des sauts bien visibles sur la figure IV.12 – B. Ceci correspond aux images **3** et **4** sur la figure IV.9.

Lors de la phase **III**, une force importante est appliquée, sans que de grosses variations d'écart e ne soient visibles (inférieur à quelques μm). Les particules qui constituent la poudre sont totalement bloquées et ne peuvent plus bouger. Ceci correspond à l'image **5** sur la figure IV.9. Si la force venait encore à augmenter, une déformation élastique, puis plastique, des particules qui constituent le matériau granulaire pourraient être observées.

Enfin, lors de la phase **IV**, les masses sont retirées progressivement, la force décroît. La lame se déplace très peu, jusqu'à un instant où les ressorts appliquent une force de rappel suffisante pour que la lame remonte brusquement, ce qui correspond à l'image **6** sur la figure IV.9.

Comme dit précédemment, la masse totale retirée est supérieure à la masse ajoutée. Ceci est *a priori* la conséquence de deux phénomènes : d'une part, quelques grains et poussières s'intercalent entre la lame et la rainure, ce qui génère du frottement et bloque la remontée de la lame et, d'autre part, une certaine force d'adhésion est générée entre la poudre et la lame. Il est, à ce stade de l'expérimentation, impossible de dire si l'un de ces deux phénomènes est prépondérant, et dans quelle mesure.

Il est également possible de constater, une fois la masse déchargée et le contact entre la lame et le tas de poudre rompu, que la lame ne remonte pas à sa position initiale, à cause du frottement entre la lame et la rainure. Cela se traduit par le fait que la courbe ne retourne pas au point $(0, 0)$.

L'exploitation numérique présentée ici est une étude de faisabilité, les étapes futures consisteront à détecter les contours du tas de particules, puis à extraire un champ de déplacement grâce à la caméra haute vitesse et une analyse par *Digital Image Correlation* (DIC) [Valle *et al.*, 2015]. L'emploi d'un tas de poudre plus petit devrait également permettre d'augmenter la pression de contact, et par conséquent, d'étudier l'élasticité propre des particules composant le matériau granulaire.

Une autre voie qui pourrait être explorée est présentée sur la figure IV.13. Cette figure présente des clichés au MEB de poudre de Ti6Al4V, prises avant (figure IV.13 – A) et après (figure IV.13 – C) passage sur le banc. On peut constater que, sur les poudres utilisées, certaines particules sont déformées. Cela pourrait être attribué au chargement imposé, et pourrait permettre de remonter aux pressions de contact dans le matériau granulaire. Notamment, il pourrait être intéressant d’observer au MEB les « chaînes » qui peuvent être observées quand la lame remonte, comme on peut le voir sur la figure IV.13 – B. Ces chaînes sont constituées de particules qui demeurent collées au cours de la remontée. Cependant, récupérer ces chaînes s’avère complexe du fait de la petite taille de ces particules.

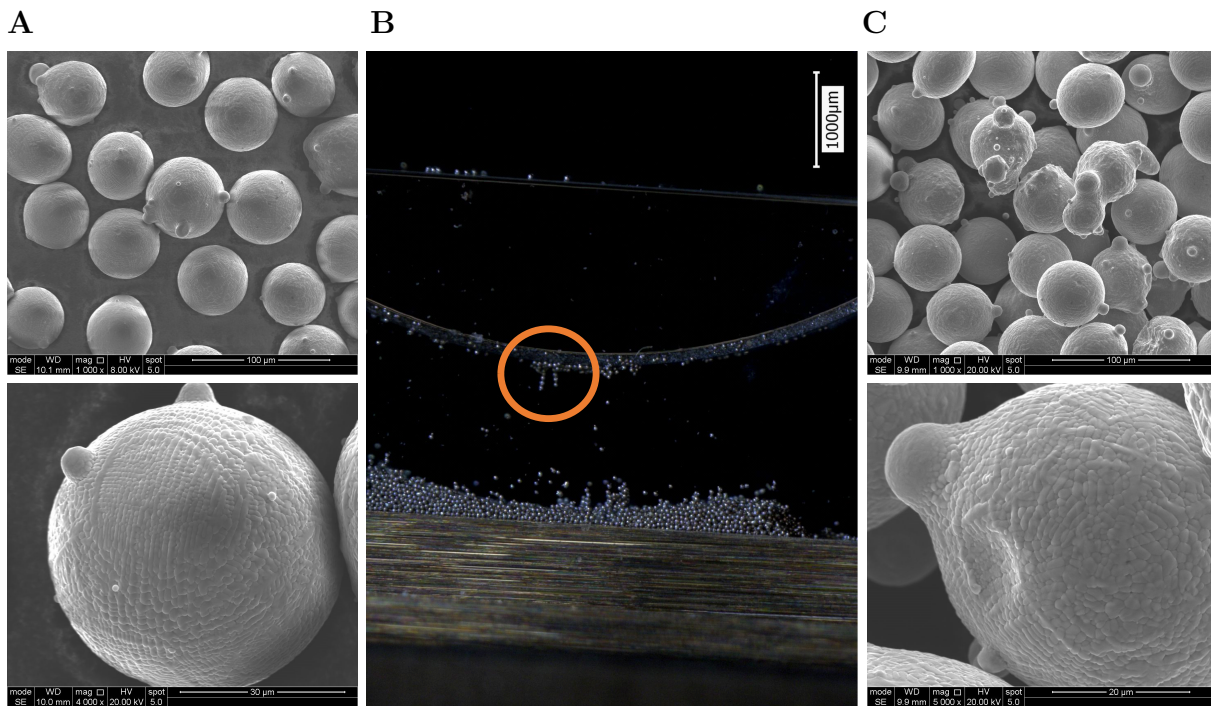


Figure IV.13 – **A** : Vues MEB de la poudre avant compression. **B** : Observation de « chaînes » suspendues à la lame après le déchargement. **C** : Vues MEB de la poudre après déchargement.

Ces observations de certaines particules déformées peuvent être la conséquence d’autres évènements que la compression sur le banc, par exemple des chocs antérieurs ou des déformations présentes au moment de la formation des particules. Il faut donc multiplier les observations pour vérifier que la compression déforme bien de manière plastique les particules à cette échelle.

3 Modèle LaRa sur MELODY2D

Afin de déterminer la raideur \tilde{E} et la cohésion \tilde{c} des particules analysées expérimentalement, un modèle numérique sur MELODY2D du banc LaRa est développé.

3.1 Modèle numérique

Le modèle numérique sur MELODY2D vise à reproduire ce que l'on peut observer sur la figure IV.9, en deux dimensions.

Pour cela, le fond de la rainure est modélisé comme un corps rigide parfaitement lisse. Un ensemble de particules est placé au-dessus. Ces particules ont un diamètre de $30\ \mu\text{m}$, avec un écart-type de $1\ \mu\text{m}$, pour tenter d'approcher des poudres modèles utilisées dans la section 2. Ensuite, un moule, représenté en orange, compacte les particules de façon à former un tas de $800\ \mu\text{m}$ de haut, et d'une largeur de $3\ \text{mm}$. Une fois le tas formé, le moule est retiré (lentement, afin de permettre au matériau granulaire de relâcher les contraintes internes). Ces trois étapes de compaction sont visibles sur la figure IV.14.



Figure IV.14 – Étapes de compaction du tas de poudre sur MELODY2D.

Ensuite, le moule est remplacé par une lame, de mêmes dimensions que celle sur le banc LaRa. La lame, comme le fond de la rainure, est rigide et lisse. Les grains utilisés dans ce modèle suivent les mêmes lois de comportement que les grains présentés dans la partie III.1.2.2, page 98, pour le régime granulaire \mathcal{G} . La raideur E des grains est donc de $6340\ \text{MPa}$, tandis que la cohésion c est initialement fixée à $400\ \text{MPa}$. Aucune force d'adhésion n'existe entre la lame et les particules. En revanche, une force d'adhésion de $400\ \text{MPa}$ est appliquée entre les particules et le fond de la rainure. Ceci permet de maintenir le tas de poudre plaqué contre le fond de la rainure. En effet, il n'y a pas de gravité dans le modèle, car la force gravitationnelle n'aurait pas le temps d'agir au vu du temps caractéristique considéré (quelques microsecondes).

Le tas ainsi obtenu est visible sur la figure IV.15. Le moule n'est pas représenté. Le fond de la rainure est visible en dessous du tas de poudre, tandis qu'une portion tronquée de la lame est visible au-dessus.

Suite au positionnement du tas de poudre, la lame descend à une vitesse V_l , selon l'axe $-\vec{y}$. Certaines données sont enregistrées en continu : la position (selon \vec{x} et \vec{y}) de la lame et de toutes les particules, ainsi que les forces normale F_n et tangentielle F_t subies par la lame. Lorsque F_n est supérieure à une valeur seuil, alors la lame se déplace à la même vitesse, mais en remontant (déchargement).

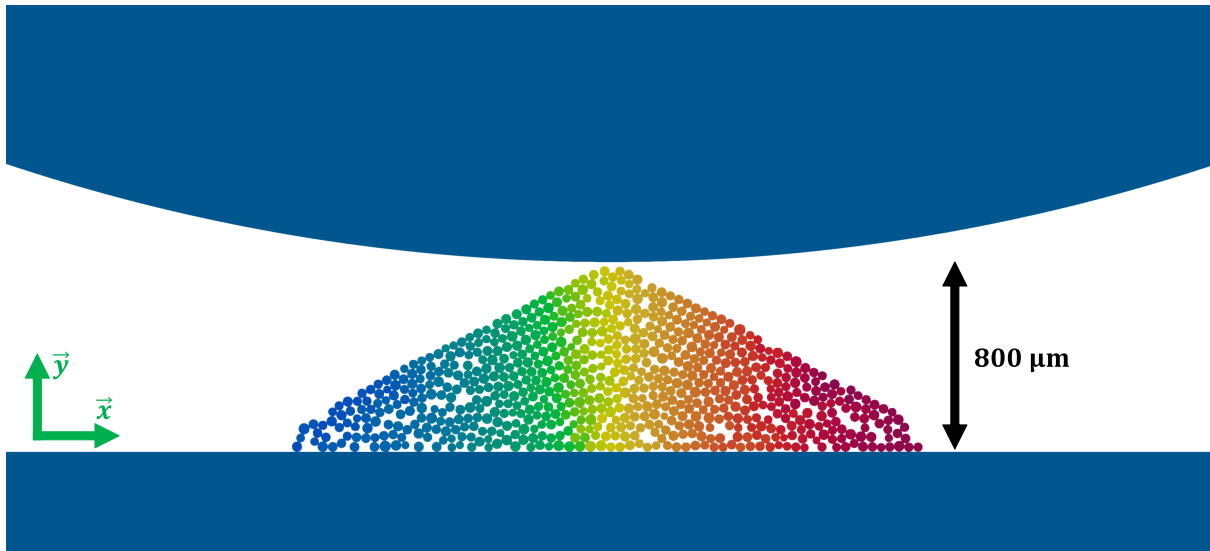


Figure IV.15 – Vue du modèle numérique sur MELODY2D.

3.2 Résultats

3.2.1 Modèle initial

Une première simulation menée avec 320 particules, une vitesse V_l de $1 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ et une cohésion entre les particules c de 400 MPa est visible sur la figure IV.16. L'adhésion entre le fond de la rainure (la partie inférieure) et le tas de poudre vaut également 400 MPa. Le tas de poudre présente un comportement « fragile », dans lequel les particules se détachent en formant des blocs. Ce comportement est lié au fait que la force de cohésion est très élevée, et n'est pas identique à ce que l'on peut observer expérimentalement, signe que ces premiers paramètres (raideur et cohésion) ne sont pas concordants avec la réalité.

L'image 5 de la figure IV.16 montre le tas après la lame relevée. Le tas conserve grossièrement la forme qu'il a après son indentation, avec une légère relaxation. Ce comportement, en revanche, est proche de ce que l'on peut observer expérimentalement. Une animation est disponible sur le site internet via le code QR visible sur la figure III.7, page 100.

À partir de cette simulation, il est possible d'extraire une courbe de force-déplacement, de la même manière que sur la figure IV.12 extraite des données du banc LaRa. Puisque le modèle numérique est en 2D, les forces mesurées correspondent à celles d'une rainure de 1 m de large, contre 1 mm sur le banc expérimental. La force de réaction R correspond donc à la valeur F_n mesurée, divisée par 1000.

La courbe de force-déplacement est visible sur la figure IV.17. Pour correspondre aux observations expérimentales, lorsque la force R mesurée est supérieure à 125 N, la lame est remontée. On observe ainsi une courbe de chargement et une courbe de déchargement.

Tout d'abord, la profondeur de compression est plus faible que celle observée expérimentalement (figure IV.12). Ceci s'explique par un tas de poudre numérique légèrement plus petit. Ensuite, la courbe de chargement présente globalement la même forme, mais

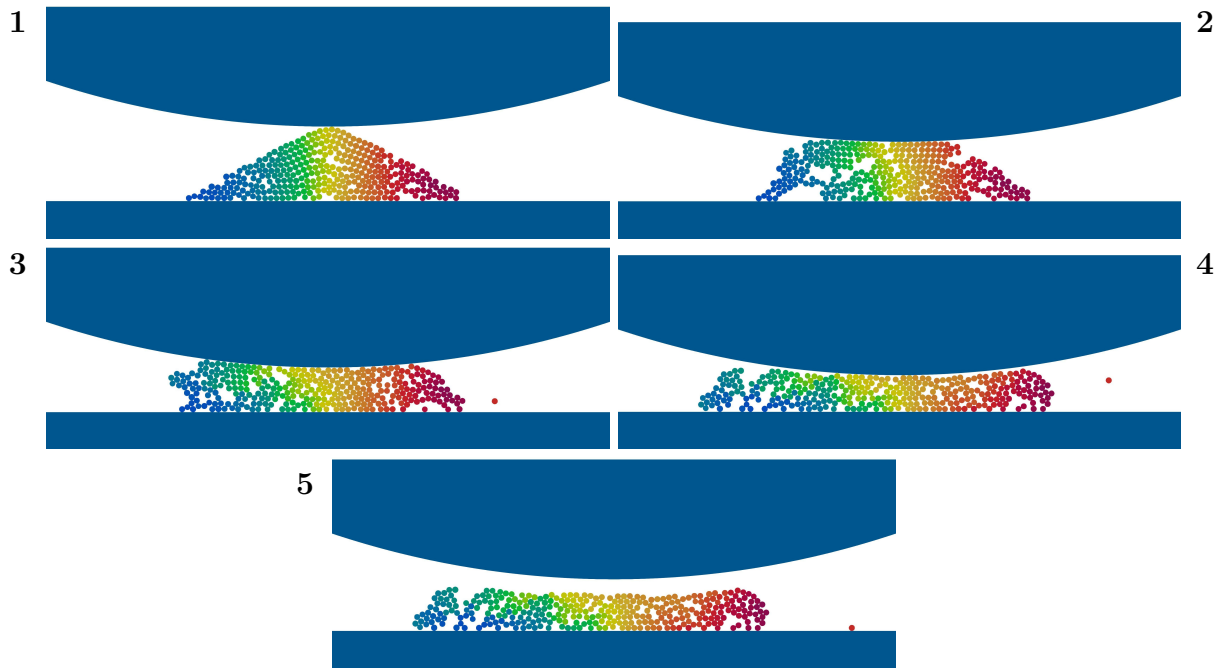


Figure IV.16 – Simulation LaRa sur MELODY2D avec 320 particules. L'image 1 montre la situation avant le contact entre le tas de poudre et la lame, les images 2, 3 et 4 l'évolution du tas de poudre et l'image 5, la remontée de la lame. Les images sont séparées de 0,1 μ s.

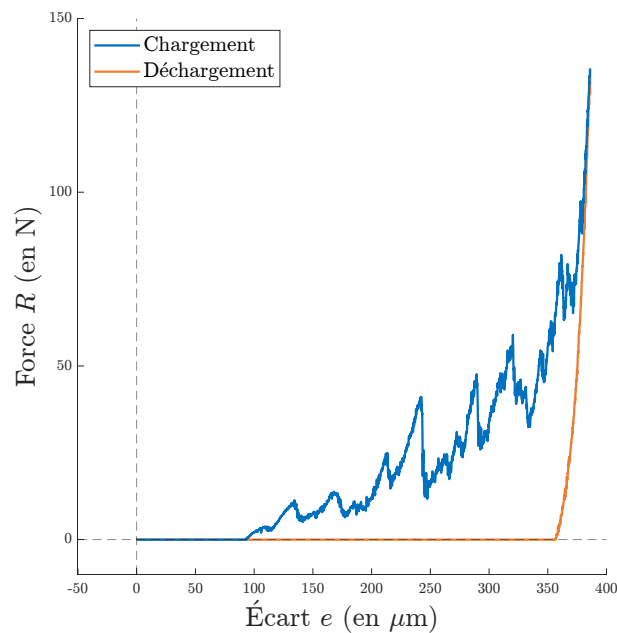


Figure IV.17 – Courbe charge-déplacement correspondant à la simulation visible sur la figure IV.16.

avec des différences majeures. Alors que les particules sur le banc opposaient très peu de résistance au début de la compression (de $e = 0 \mu\text{m}$ à $e = 500 \mu\text{m}$), elles en opposent ici beaucoup plus rapidement (dès $e = 100 \mu\text{m}$). Ceci peut s'expliquer par la phase de compaction de la poudre. Sur le banc, il n'y a qu'une compaction gravitaire du tas, puisque les particules sont simplement déposées. Dans le cas du modèle numérique, les particules sont initialement assez fortement comprimées par le moule, ce qui laisse peu de vides.

N'ayant pas d'espace pour se réorganiser facilement, elles opposent plus rapidement une résistance.

Ensuite, lors du chargement, on observe sur la courbe des chutes brutales de la force R . Ceci s'explique par une réorganisation de la poudre. Cependant, on peut constater que sur le banc, cela se traduisait par des modifications rapides de l'écart e (des ruptures horizontales sur la figure IV.12), tandis qu'ici, cela se traduit par des modifications rapides de la force R (des ruptures verticales). L'explication provient du mode de chargement. Sur le banc expérimental, ce sont des masses qui sont ajoutées au fur et à mesure (c'est la force R qui est pilotée et l'écart e qui est mesuré). Sur le modèle numérique, c'est l'inverse, puisque la vitesse de descente est imposée (l'écart e est imposé, et la force R , mesurée). Le choix de ne pas piloter le modèle numérique de la même manière que sur le banc provient du fait que cela est plus complexe et nécessite davantage de temps de calcul, afin de permettre au tas de poudre de se stabiliser à chaque ajout de masse.

Enfin, lorsque la masse de 125 N est atteinte, la phase de déchargement commence. Celle-ci est semblable à ce que l'on peut observer expérimentalement, mais présente une légère pente. Cette pente peut certainement être associée à l'élasticité des particules, comportement que l'on n'observe pas expérimentalement (les pressions atteintes sont trop faibles pour rendre le phénomène visible à notre échelle d'observation).

Quand la lame s'est totalement décollée des particules, la masse associée devient parfaitement nulle. L'adhésion entre la lame et les particules n'est pas modélisée.

3.2.2 Essais paramétriques

Le modèle numérique initial permet d'observer un comportement similaire à celui observé expérimentalement, mais ce modèle ne correspond pas exactement. Plusieurs simulations ont alors été menées pour déterminer comment certains paramètres influent sur le comportement des simulations.

Une première piste explorée consiste à ajouter de l'adhésion entre la lame et les particules. En effet, lors des mesures expérimentales (voir figure IV.12), la masse retirée est supérieure à la masse ajoutée, ce qui pourrait correspondre à de l'adhésion entre la lame et le tas de poudre.

Deux simulations ont été menées, avec ou sans adhésion, afin de les comparer. La cohésion c entre les particules est de 100 MPa, et l'adhésion a la même valeur pour la simulation avec adhésion entre la lame et les particules. Les résultats sont visibles sur la figure IV.18.

La courbe de chargement est semblable, avec ou sans adhésion. L'instant où la force R mesurée dépasse 125 N se fait légèrement plus tard pour la simulation sans adhésion, mais cela peut être lié à une variation statistique.

En revanche, lors du déchargement, le comportement n'est identique que dans sa première phase. Dans la seconde phase, lorsque le contact entre la lame et le tas de poudre est rompu, il subsiste une certaine force qui oscille autour de 0 pour la simulation avec

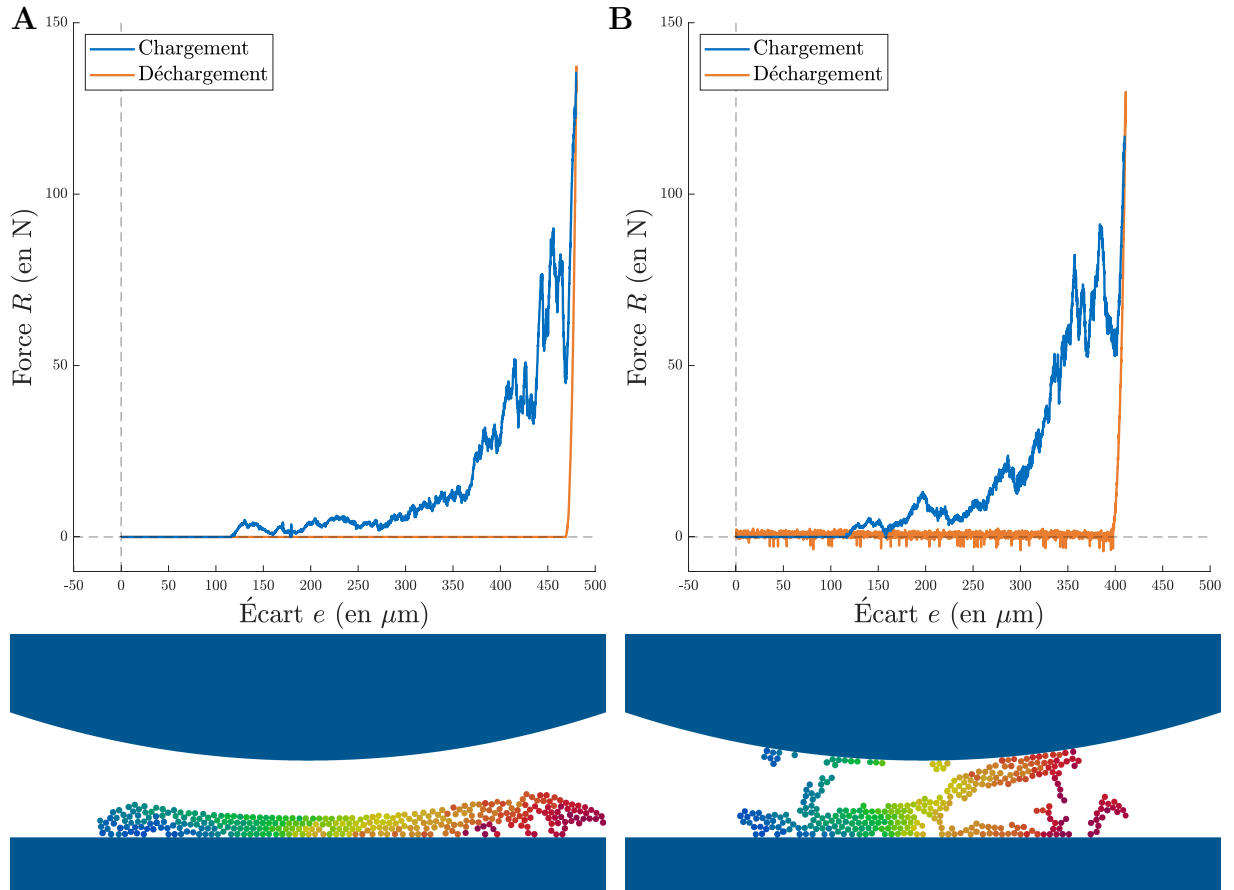


Figure IV.18 – **A** : Courbe de charge-déplacement pour la simulation *sans* adhésion entre la lame et les particules, et vue de la situation finale. **B** : Courbe de charge-déplacement pour la simulation *avec* adhésion entre la lame et les particules, et vue de la situation finale.

adhésion. Ceci est dû au fait que des particules restent collées contre la lame et génèrent une force de rappel. On n’observe cependant pas de passage net dans une force R négative, comme expérimentalement. Aussi, visuellement, il y a beaucoup plus de particules qui demeurent collées à la lame qu’en réalité, ce qui est certainement lié au fait que les simulations se font sans force gravitationnelle.

Une simulation a été menée avec une cohésion encore plus faible, de $c = 40$ MPa. La valeur de l’adhésion entre le tas de poudre et le fond de la rainure vaut également 40 MPa.

La réduction de la cohésion entre les particules et de l’adhésion entre le fond de la rainure et les particules pose quelques problèmes lors de la phase de déchargement. Ainsi, lorsque le tas de poudre est déchargé, les particules s’échappent, car elles ont emmagasiné suffisamment d’énergie via leur déformation élastique pour rompre les liaisons entre elles et avec le fond de la rainure. Sans gravité, les particules suivent une trajectoire rectiligne uniforme.

On peut comparer la figure IV.17, avec une cohésion c de 400 MPa et la figure IV.18 - A, avec une cohésion c de 100 MPa présentées précédemment, ainsi que la figure IV.19, avec une cohésion c de 40 MPa (attention, l’échelle en abscisse n’est pas identique pour ces

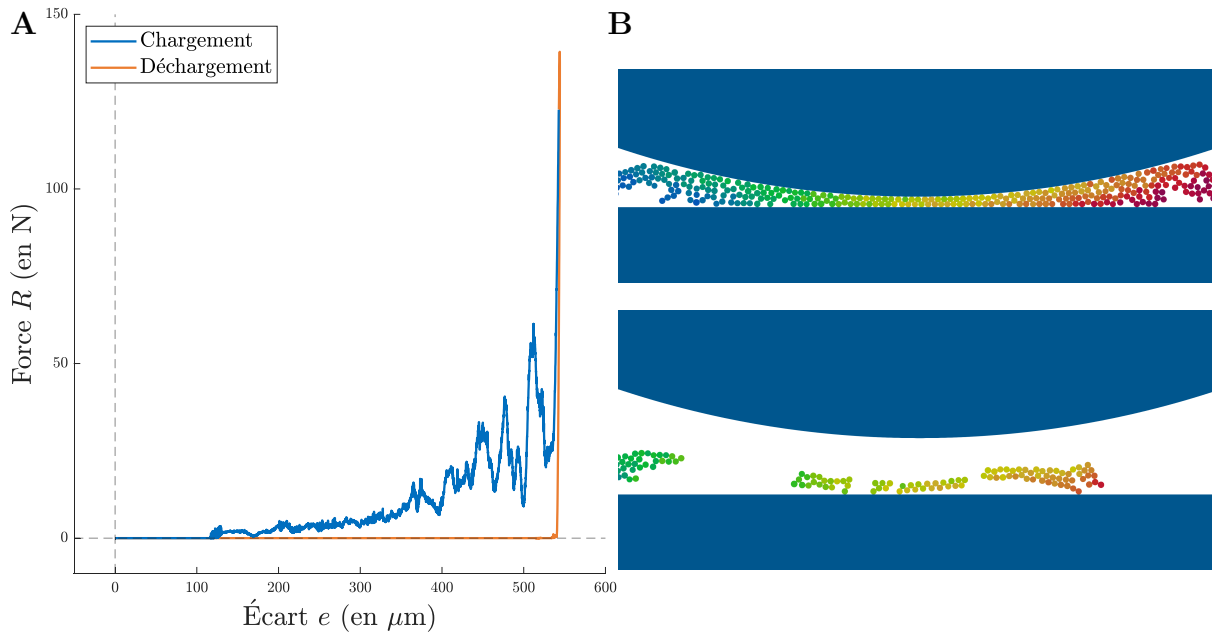


Figure IV.19 – **A** : Courbe de charge-déplacement pour la simulation avec une cohésion de 40 MPa entre les particules. **B** : Vues de l'instant le plus chargé et après le déchargement.

trois graphiques). Pour chacune de ces simulations, l'adhésion entre le fond de la rainure et les particules est égale à la cohésion c respective.

La principale remarque que l'on peut faire est que, plus la cohésion c est faible et plus la lame doit se déplacer d'une distance e plus importante pour retrouver une force R de 125 N. Ceci s'explique par le fait que les particules se déplacent plus librement lorsque la cohésion c est plus faible. Le corollaire est qu'avec une cohésion plus faible, il y a moins de particules qui restent dans l'axe de la lame. Avec une cohésion c de 400 MPa, 6 ou 7 particules sont dans l'axe, contre seulement 2 avec une cohésion c de 40 MPa. Par conséquent, le tas s'étale davantage. Il n'est donc pas possible d'aller vers une cohésion encore plus faible, car les particules « glissent » et s'échappent du contact, sans générer une force R suffisante.

La seconde remarque que l'on peut faire est que plus la cohésion c est faible, plus la pente de la courbe de déchargement est raide. Ceci s'explique aussi par le fait qu'il y ait moins de particules, et donc moins de réorganisation susceptible de maintenir une force résultante lors du déchargement.

3.3 Conclusion

Le modèle numérique présenté dans cette partie n'est pas totalement mature. Certains paramètres ont été testés, mais une revue plus exhaustive est nécessaire afin d'acquérir de l'expérience et arriver à obtenir une corrélation entre les essais expérimentaux et les simulations numériques. Les résultats obtenus actuellement sont toutefois physiquement réalistes.

Plusieurs axes peuvent être explorés. Tout d’abord, il peut être intéressant de faire varier la raideur E des particules et leur adhésion avec le fond de la rainure – et notamment, décorrélérer ce paramètre de la cohésion c entre les particules. La vitesse de descente de la lame V_l est très rapide, et gagnerait à être ralentie pour assurer des conditions quasi statiques. Le nombre de particules est également assez faible dans cette étude préliminaire, et pourrait être augmenté pour se rapprocher de ce qui est observé expérimentalement. Aller plus lentement et avec plus de particules nécessite des temps de calcul beaucoup plus longs, et ce problème pourrait être résolu par l’utilisation de nouvelles méthodes de simulations d’éléments discrets déformables, comme la SDEM [Mollon, 2022].

1 Conclusion générale

Le fretting génère du troisième corps, qui peut prendre différentes formes. En fonction du troisième corps, les contraintes subies diffèrent. Les pièces mécaniques subissent par conséquent une usure différente, selon que le troisième corps est plus ou moins cohésif ou déformable. Les travaux détaillés dans ce manuscrit visent à comprendre plus finement le lien entre ces propriétés mécaniques du troisième corps avec les contraintes.

Le modèle numérique présenté dans le chapitre III constitue une avancée dans la compréhension des régimes d'écoulement du troisième corps. Celle-ci dépend grandement des propriétés mécaniques des particules qui constituent ce troisième corps (raideur et force de cohésion notamment). Ainsi, des particules très déformables et peu cohésives tendent à former un flux laminaire, qualifié de « plastique ». À l'inverse, des particules peu déformables ressemblent aux simulations de mécanique granulaire indéformable, et forment un régime « granulaire ». Enfin, des particules très cohésives et modérément déformables produisent des agglomérats de tailles et de comportements variables. L'épaisseur de troisième corps joue également un rôle important, notamment dans le cas des régimes agglomérés.

Le régime d'écoulement peut désormais être quantifié à l'aide de descripteurs développés dans le chapitre II. Ces descripteurs cinématiques incluent une quantification de la taille des agglomérats et leur vitesse de rotation.

Le modèle numérique sur MELODY2D permet de montrer que ces différents régimes d'écoulement contrôlent à leur tour le frottement local, mais aussi les contraintes en surface et sous-surface des premiers corps. Leurs variations temporelles et spatiales sont également fortement influencées par ces régimes d'écoulement. Connaissant ces champs de contraintes, une première estimation de l'endommagement peut être établie. Ces endommagements dépendent notamment de trois paramètres identifiés qui sont le régime d'écoulement, l'épaisseur de troisième corps et la profondeur dans le premier corps.

Enfin, le chapitre IV esquisse une méthode expérimentale de caractérisation du troisième corps, ce qui permet d'envisager une modélisation locale du contact plus fidèle.

Cependant, plusieurs freins sont observés. Tout d’abord, le coût en temps de calcul de simulations telles que développées dans le chapitre III ne permet pas d’envisager une multiplication des cas d’étude, et ce, malgré l’implémentation de mass-scaling, technique abordée dans le chapitre II.

D’autre part, les modèles présentés sont locaux. Leur extension à un contact complet n’est pas envisageable du fait du coût en temps de calcul monumental. De même, le pas de temps critique de telles simulations rend impossible la modélisation de fretting sur des durées supérieures à plusieurs dizaines de microsecondes.

Ensuite, le lien entre l’endommagement et l’usure est ténu, pour ne pas dire inexistant. Ceci est principalement la conséquence de deux aspects qui ne sont pas pris en compte dans le modèle numérique sur MELODY2D. Premièrement, la réponse mécanique des premiers corps n’est pas modélisée. Soumis à des sollicitations importantes, les premiers corps ne suivent pas un simple comportement élastique, mais subissent de nombreuses modifications morphologiques, physiques, chimiques, mécaniques... En second lieu, le circuit tribologique n’est pas considéré. Il n’y a par conséquent pas de débit source (débris qui se détachent du premier corps pour aller former le troisième corps), ni de débit d’usure (débris qui quittent définitivement le contact).

Enfin, le banc expérimental LaRa n’est pas totalement mûr. La procédure de détermination des caractéristiques mécaniques d’un matériau granulaire à l’aide de la comparaison avec le modèle numérique développé sur MELODY2D n’est pas encore pleinement opérationnelle. De plus, seules des poudres modèles ont jusqu’à présent été utilisées, et pas encore sur un échantillon de troisième corps. Enfin, les sollicitations ne sont pas identiques à celles rencontrées dans un contact. Il s’agit seulement de compression sur le banc, et pas de cisaillement.

Pour pallier ces lacunes, plusieurs axes d’études peuvent être envisagés.

2 Perspectives

2.1 Changement d’échelle de modélisation

Le modèle numérique actuel souffre grandement du coût en temps de calcul de la méthode meshfree utilisée par MELODY. Dans ce type de modélisation, chaque grain déformable est défini par un nombre de degrés de liberté conséquent – entre 100 et 300 – ce qui permet d’être très précis, mais demeure coûteux.

L’une des solutions peut être d’utiliser une approche de *Soft Discrete Element Method* (SDEM) [Mollon, 2022]. Dans cette méthode, la cinématique des premiers corps est volontairement dégradée pour ne conserver que six degrés de liberté par particule : trois pour les mouvements de corps rigide et trois pour la déformation. La définition des contacts est également modifiée pour tolérer de plus grandes interpénétrations, ce qui réduit le pas de temps critique. Avec ces modifications, la SDEM pourrait permettre des gains de temps de l’ordre de deux à quatre ordres de grandeur. Ceci se ferait en contrepartie d’une

cinématique moins finement connue des particules de troisième corps, ce qui n'est pas problématique puisque ce sont principalement les contraintes dans les premiers corps qui présentent un intérêt dans ce cas. Ce type de modèle SDEM pourrait à terme permettre de modéliser davantage de particules sur des échelles de temps et d'espace plus grandes.

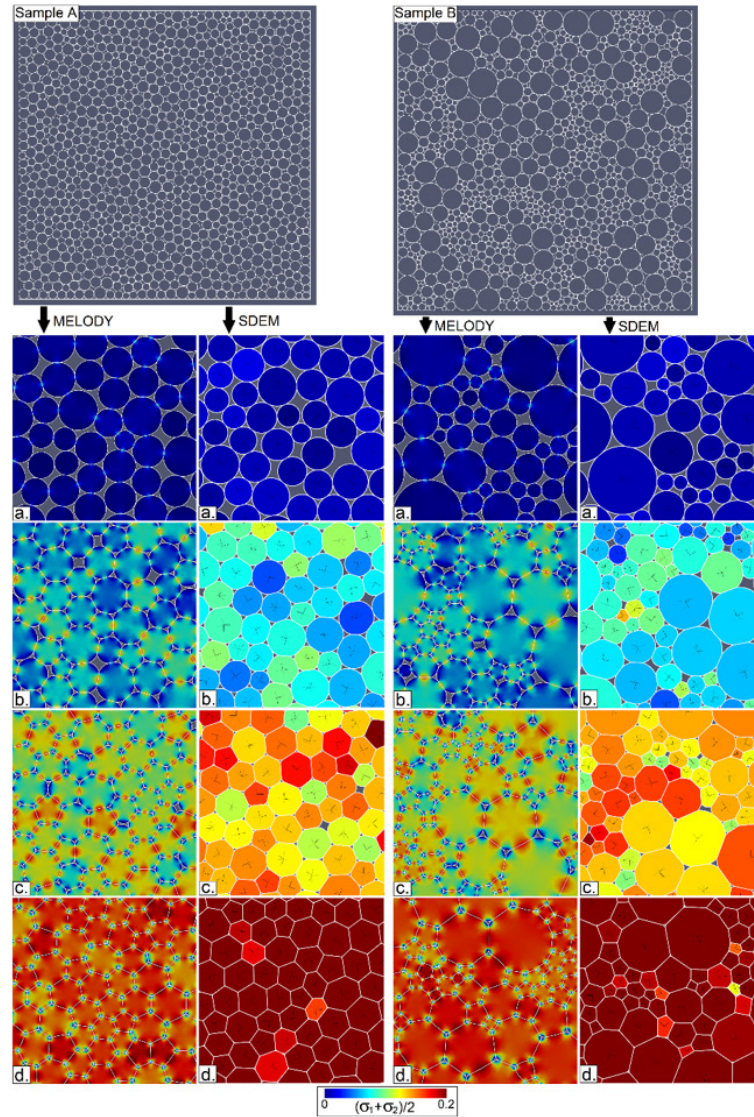


Figure – Exemples de simulation SDEM comparée à MELODY2D pour deux cas en compression isotropique [Mollon, 2022].

Le passage à une échelle macroscopique pourrait constituer une perspective intéressante pour de futurs travaux de modélisation numérique. Une certaine connaissance du comportement du troisième corps, et la réponse du premier corps ont été acquises au cours des travaux présentés dans ce mémoire, et ce, à une échelle locale. Il est possible de voir l'ensemble du contact comme un assemblage de simulations locales. En chaque point du contact, plusieurs grandeurs évoluent : la pression normale P , la vitesse relative entre les deux premiers corps et le sens du glissement \vec{V} , l'épaisseur de troisième corps D , et, peut-être, les propriétés mécaniques du troisième corps comme la raideur \tilde{E} et la cohésion \tilde{c} .

L'approche multi-échelle s'appuie sur un ensemble de simulations locales qui mènent à la création d'un méta-modèle construit par interpolation. Toutes les grandeurs de sortie pertinentes, telles que le coefficient de frottement μ et la raideur tangentielle K , peuvent ainsi être définies en fonction des paramètres cités plus haut :

$$\begin{aligned}\mu &= f(P, \vec{V}, D, \tilde{E}, \tilde{c}, \dots) \\ K &= f(P, \vec{V}, D, \tilde{E}, \tilde{c}, \dots) \\ \dots &= f(P, \vec{V}, D, \tilde{E}, \tilde{c}, \dots)\end{aligned}$$

Ces lois peuvent ensuite être intégrées dans un modèle macroscopique, tel qu'un modèle en éléments finis (FEM). La pression P et la vitesse \vec{V} peuvent être définies grâce à ce modèle FEM, tandis que la raideur \tilde{E} et la cohésion \tilde{c} sont extraits de caractérisations expérimentales sur le banc LaRa. Enfin, l'épaisseur D de troisième corps provient d'un modèle de circuit tribologique.

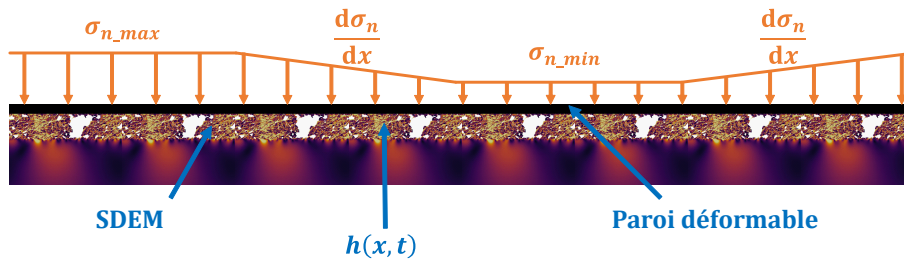


Figure – Exemple de simulations qui pourraient être menées dans le futur.

Partant de cela, il peut être possible sur ce modèle FEM d'évaluer le champ d'endommagement, et à partir de cela, utiliser des lois d'usure telles que celles d'Archard ou d'autres méthodes énergétiques plus récentes, pour remonter au débit source.

2.2 Consolidation de la caractérisation du troisième corps

La démarche de caractérisation du troisième corps nécessite encore des travaux pour affiner les résultats, et pouvoir contribuer activement à définir un modèle tel que celui présenté dans la section précédente.

Pour cela, les simulations numériques telles que présentées dans le chapitre IV doivent être multipliées, afin d'obtenir un balayage complet de l'espace paramétrique, et notamment : la taille et la forme du tas de particules, la taille des grains, leur cohésion et leur raideur. Partant de cette première cartographie, il sera possible d'extraire une base de données de référence de courbes charge-déplacement qui pourra être utilisée pour caractériser les troisièmes corps à l'aide d'une méthode d'interpolation.

L'utilisation des courbes de charge-déplacement est un premier pas, mais peut être grandement enrichie par une extraction plus approfondie des données expérimentales acquises au cours des essais. Outre ces courbes, on peut envisager d'extraire le contour du tas de poudre, la cinématique de déformation inter- et intragranulaire, et une caractérisation *post-mortem*.

Les essais doivent également se faire non pas à partir de poudres modèles, mais de véritable troisième corps. Cette manipulation représente de nombreux défis. Tout d'abord, il s'agit de mettre en œuvre une technique qui permettra la création de troisième corps de manière reproductible et en grande quantité. Cette première étape devrait se faire plutôt aisément, certains bancs d'essai de fretting tendent à produire ce troisième corps de manière conséquente.

Ce troisième corps doit ensuite être prélevé de manière à préserver ses caractéristiques physico-chimiques et mécaniques au maximum. Cette étape est loin d'être évidente, car le troisième corps peut être très adhérent avec le premier corps. Le troisième corps prélevé doit ensuite être positionné dans le banc d'essai LaRa en formant un tas satisfaisant. La manipulation de poudre de plusieurs dizaines de micromètres de diamètre s'avérant déjà compliquée, cette étape nécessitera un certain savoir-faire.

Enfin, la caractérisation doit être validée grâce aux modèles locaux ou multi-échelle présentés dans la partie précédente par comparaison avec les expérimentations menées pour créer ce troisième corps caractérisé.

Le banc LaRa pourrait également présenter des évolutions, avec par exemple l'ajout de mouvements de cisaillement alternatif, une montée en température ou encore l'utilisation d'un environnement contrôlé (température de l'air, humidité...).

2.3 Prédiction de la réponse des surfaces aux sollicitations

Enfin, pour finir, la dernière étape qui pourrait permettre d'enrichir la compréhension du phénomène de fretting serait de parvenir à partir de l'historique des contraintes appliquées par le troisième corps sur les surfaces jusqu'au débit source de troisième corps.

Pour mener à bien ceci, quelques voies pourraient être suivies. Tout d'abord, une modélisation explicite des déformations plastiques peut être envisagée, pour des simulations similaires à celles présentées dans le chapitre III. Ensuite, la mécanique de l'endommagement et de la rupture peuvent être intégrées : empilement de dislocations, changements de phases, microfissures, coalescences de défauts, etc. Enfin, la compétition entre la fatigue et l'usure à partir des sollicitations tribologiques peut être une piste intéressante pour compléter les travaux présentés dans ce mémoire.

ANNEXE A

FIGURES ANNEXES ISSUES DES SIMULATIONS

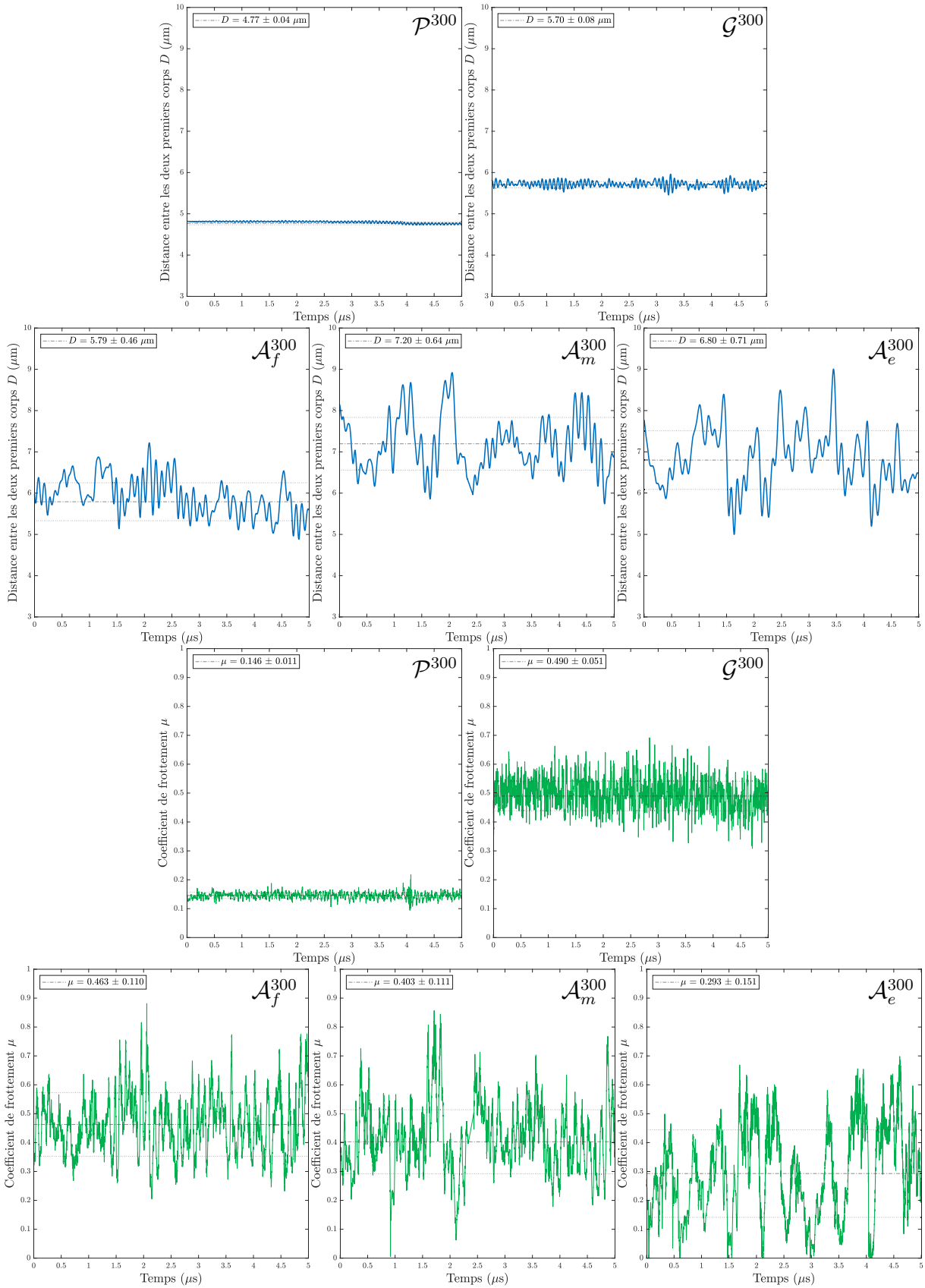


Figure A.1 – Distance relative D entre les deux premiers corps et coefficient de frottement μ pour les simulations à 300 particules en fonction du temps.

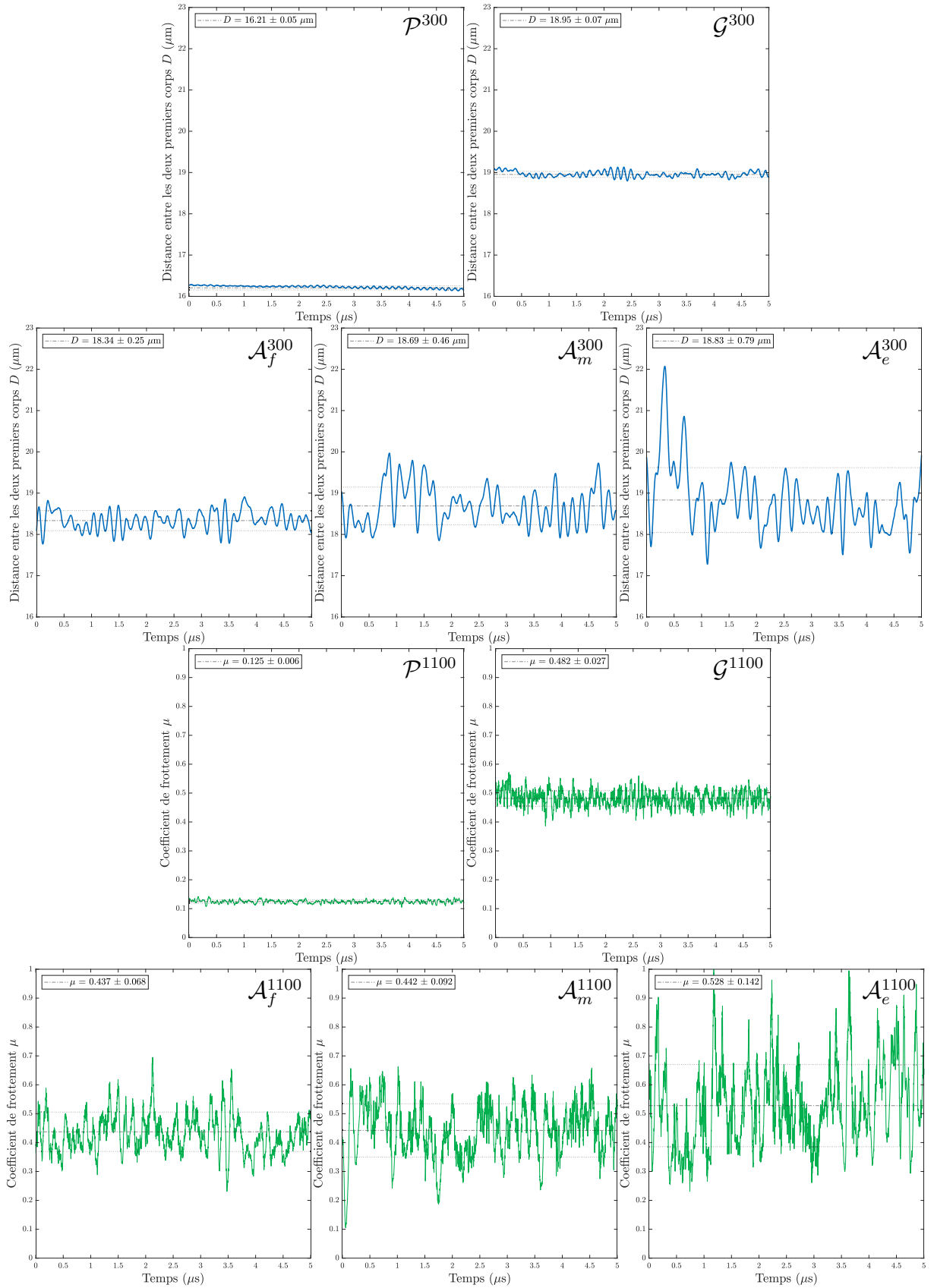


Figure A.2 – Distance relative D entre les deux premiers corps et coefficient de frottement μ pour les simulations à 1100 particules en fonction du temps.

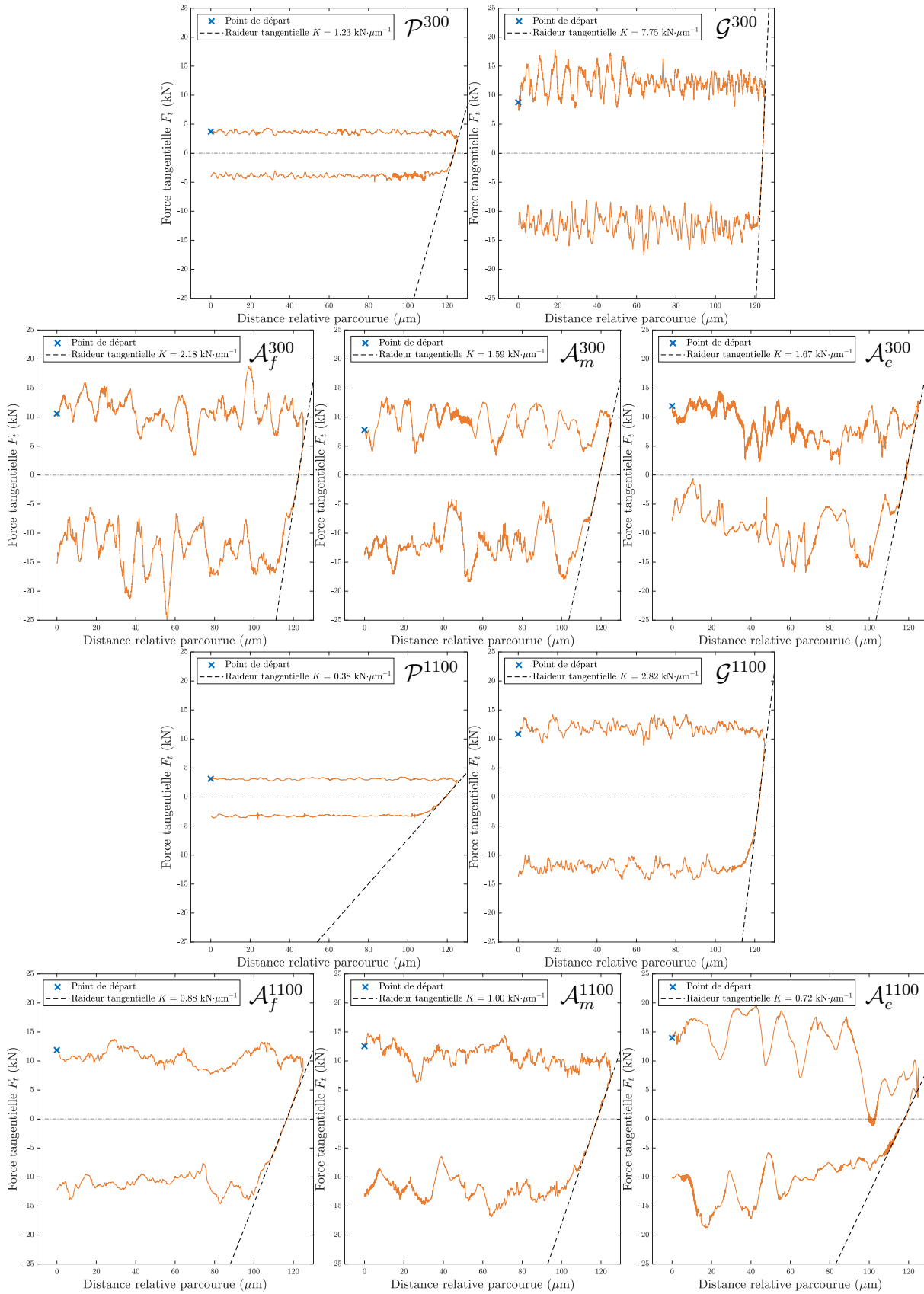


Figure A.3 – Force tangentielle F_t en fonction de la distance relative parcourue pour les simulations avec 300 et 1100 particules en fonction du temps.

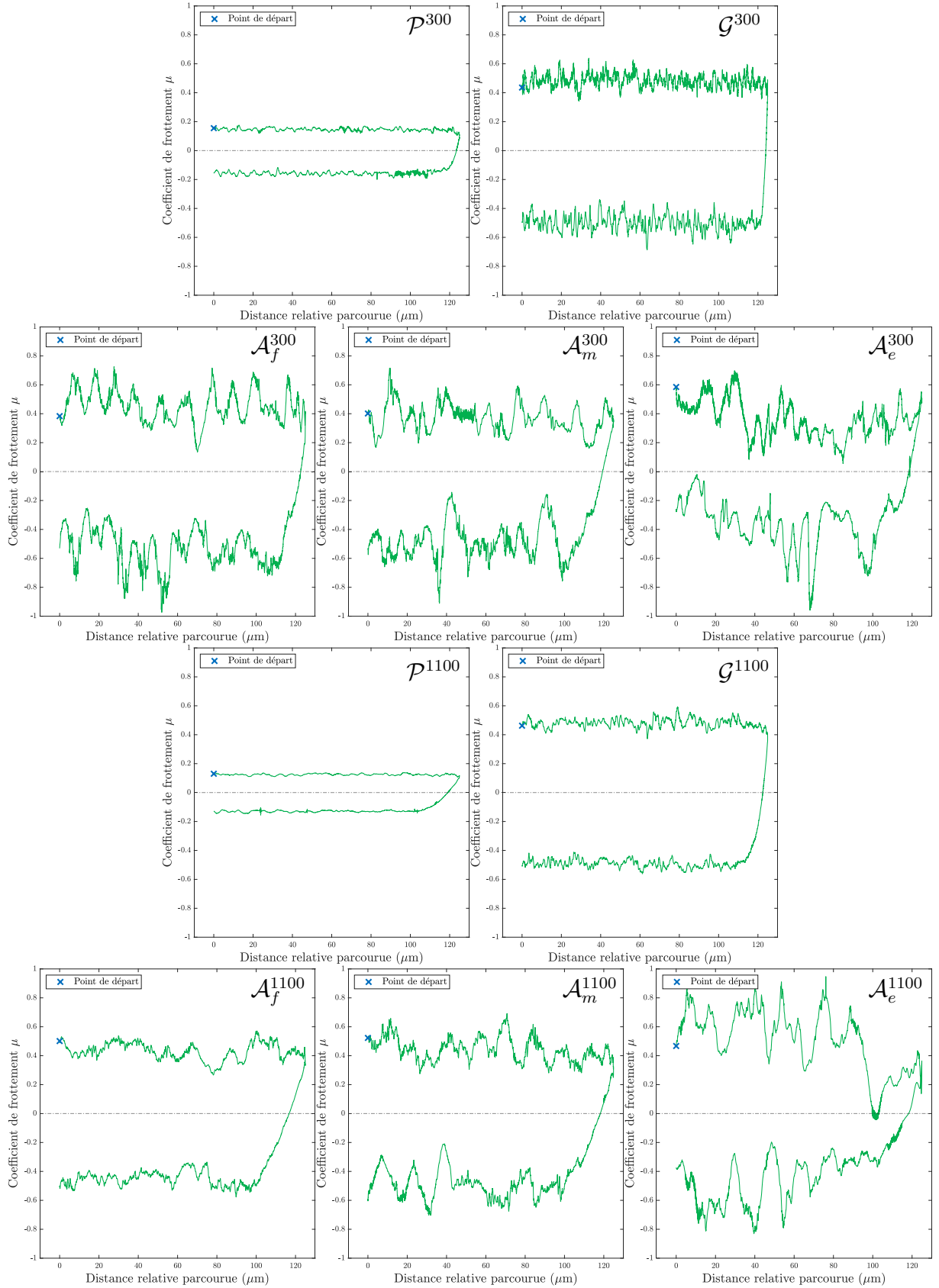


Figure A.4 – Coefficient de frottement μ en fonction de la distance relative parcourue pour les simulations avec 300 et 1100 particules en fonction du temps. Le coefficient de frottement μ est défini sans valeur absolue sur la force tangentielle pour faire apparaître le cycle.

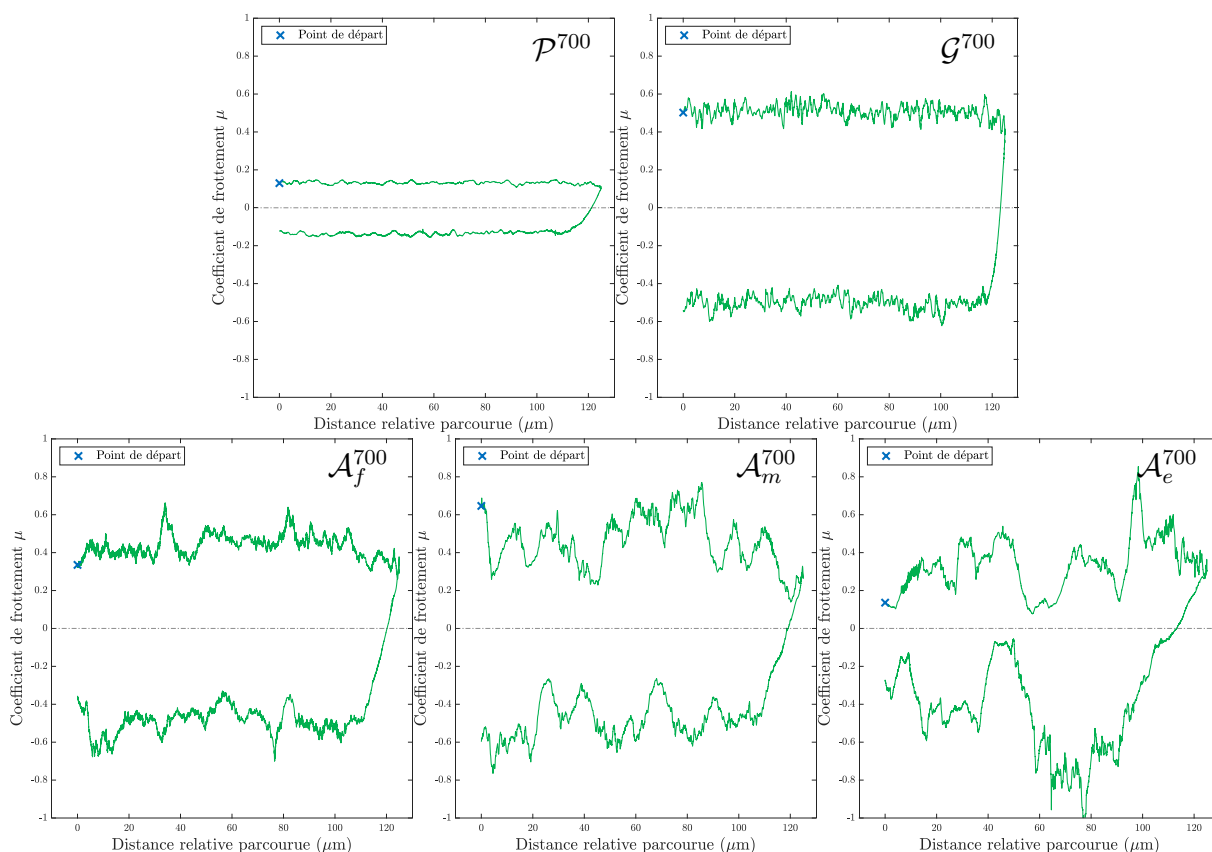


Figure A.5 – Coefficient de frottement μ en fonction de la distance relative parcourue pour les simulations avec 700 particules en fonction du temps. Le coefficient de frottement μ est défini sans valeur absolue sur la force tangentielle pour faire apparaître le cycle.

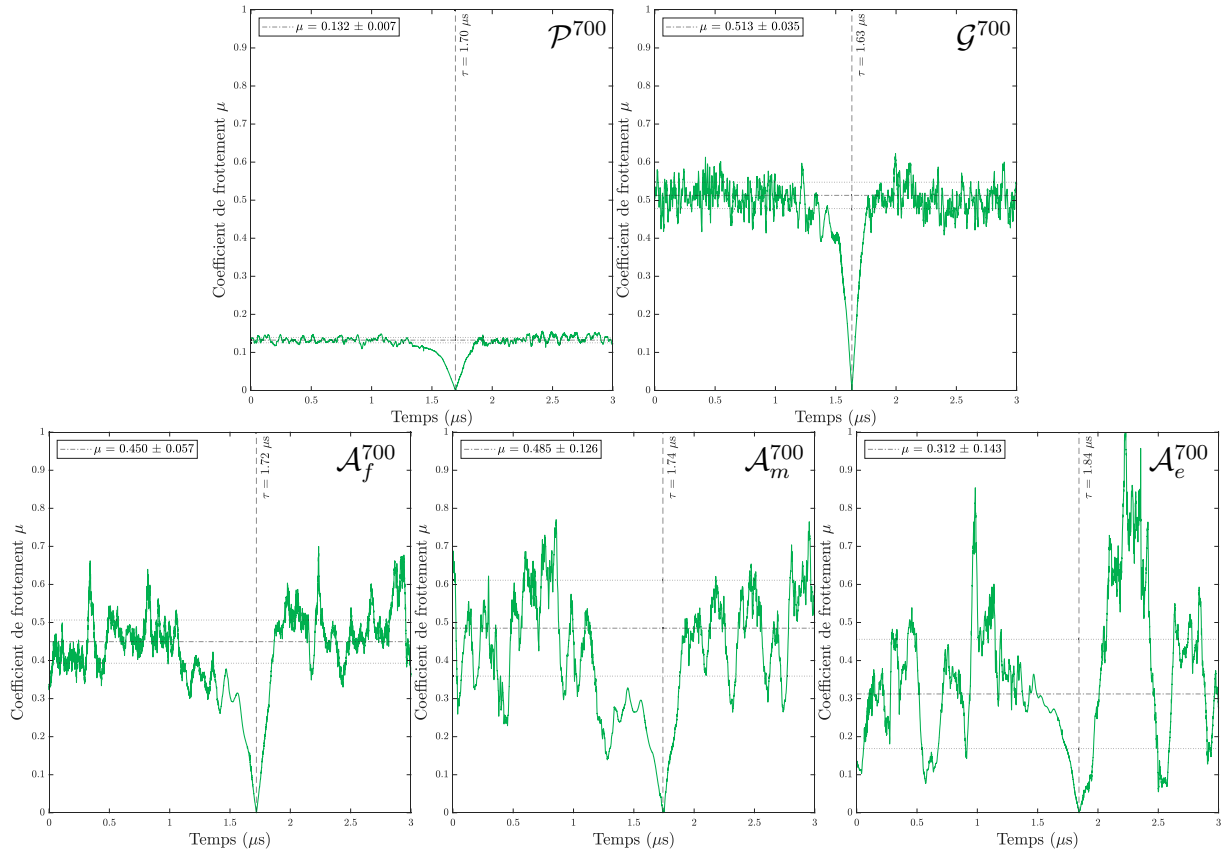


Figure A.6 – Coefficient de frottement μ en fonction du temps pour les cinq régimes avec 700 particules avec le profil de vitesse défini sur la figure III.34. La moyenne avant le changement de vitesse et son écart-type sont tracés afin d’avoir un point de comparaison. L’instant d’inversion de la force tangentielle τ est indiqué. De gauche à droite et de haut en bas : régime plastique \mathcal{P}^{700} , granulaire \mathcal{G}^{700} , aggloméré \mathcal{A}_f^{700} (cohésion faible), aggloméré \mathcal{A}_m^{700} (cohésion moyenne), aggloméré \mathcal{A}_e^{700} (cohésion élevée).

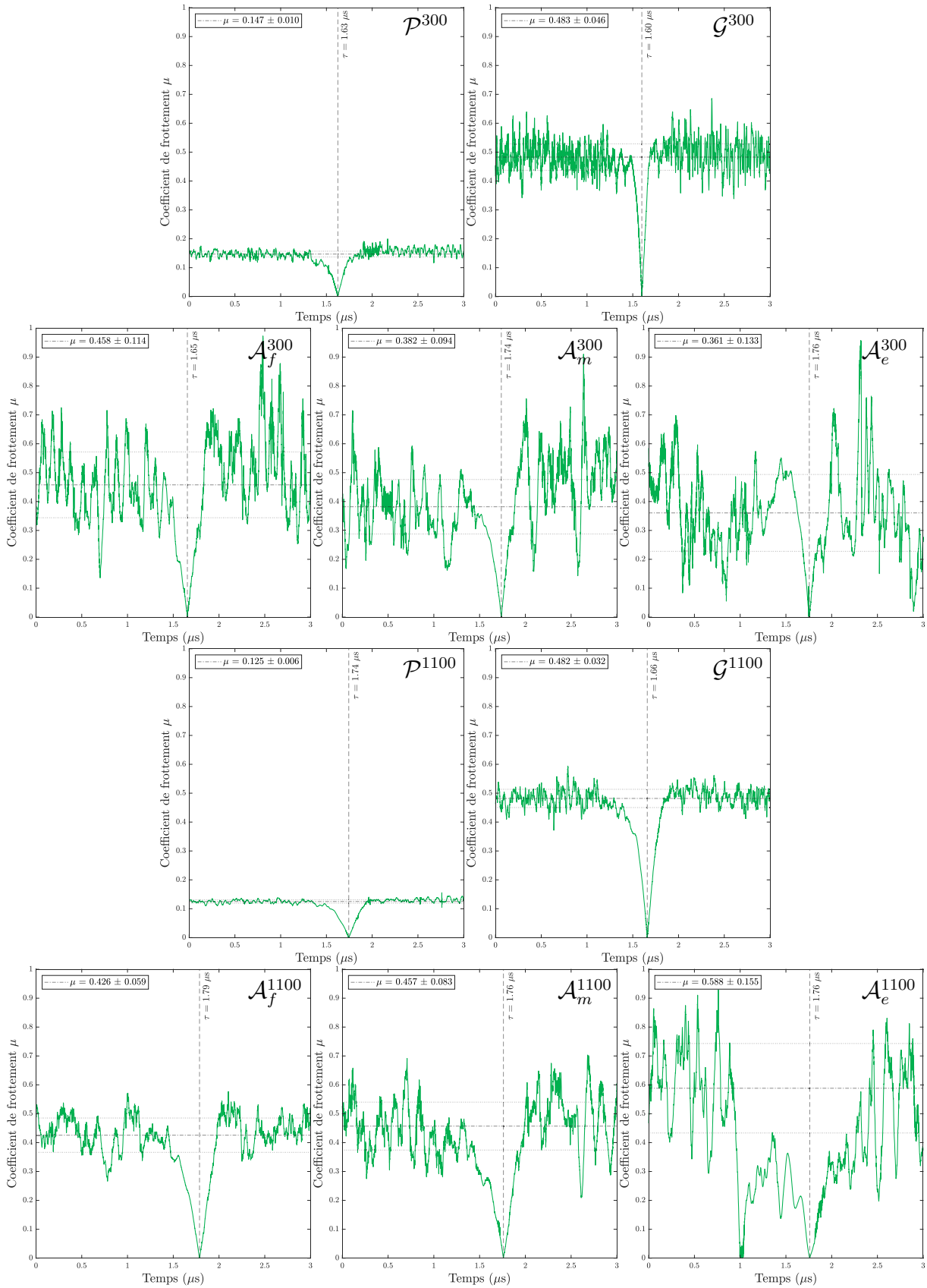


Figure A.7 – Coefficient de frottement μ en fonction du temps pour les simulations avec 300 et 1100 particules.

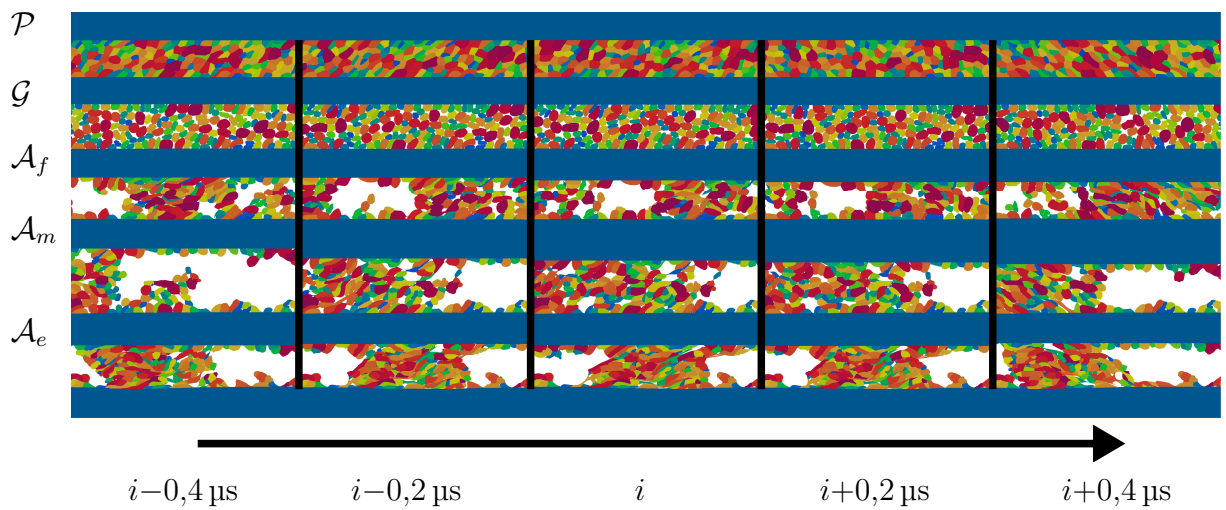


Figure A.8 – Morphologie du troisième corps pour les cinq régimes étudiés avec 300 particules lors du changement de sens de glissement.

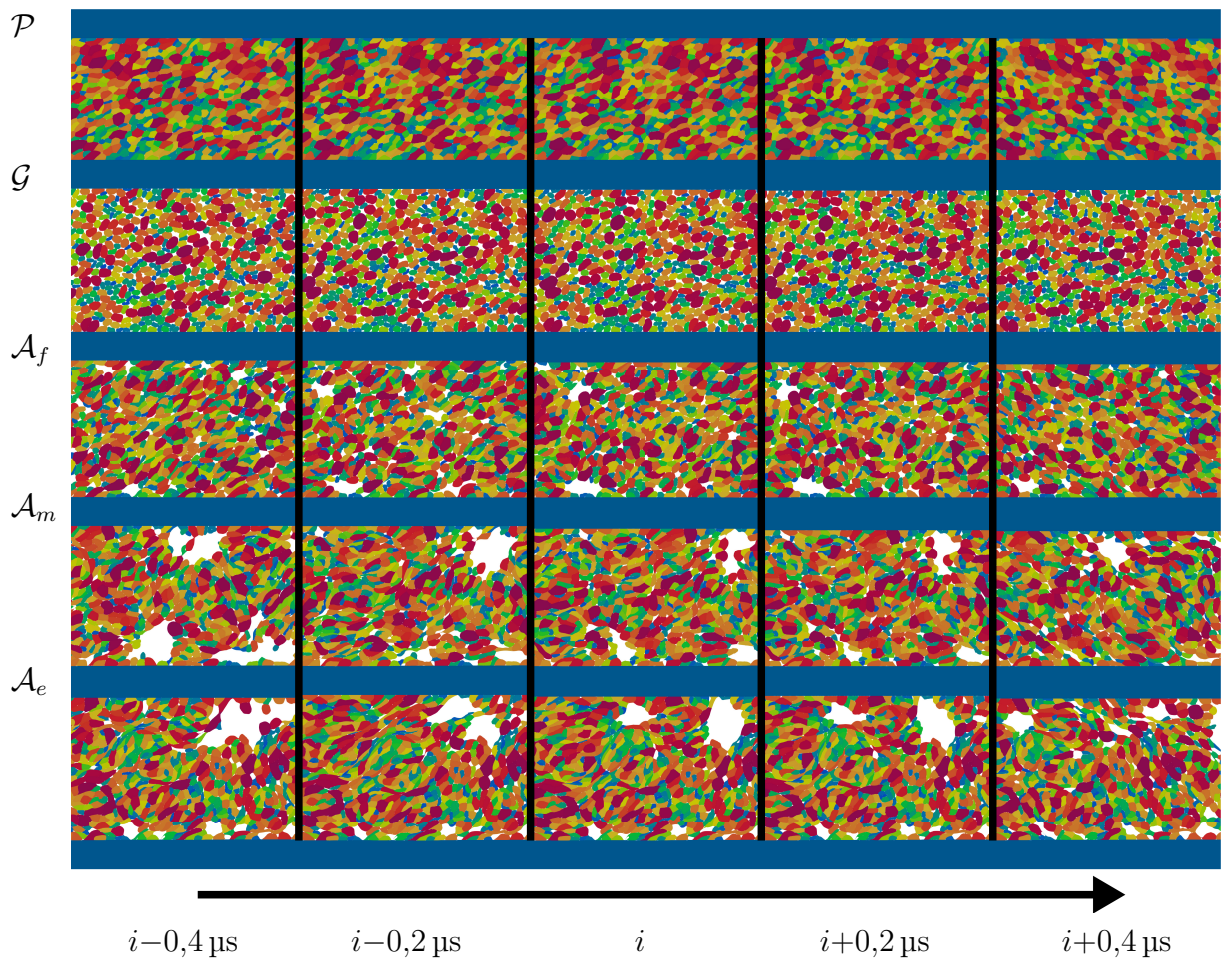


Figure A.9 – Morphologie du troisième corps pour les cinq régimes étudiés avec 1100 particules lors du changement de sens de glissement.

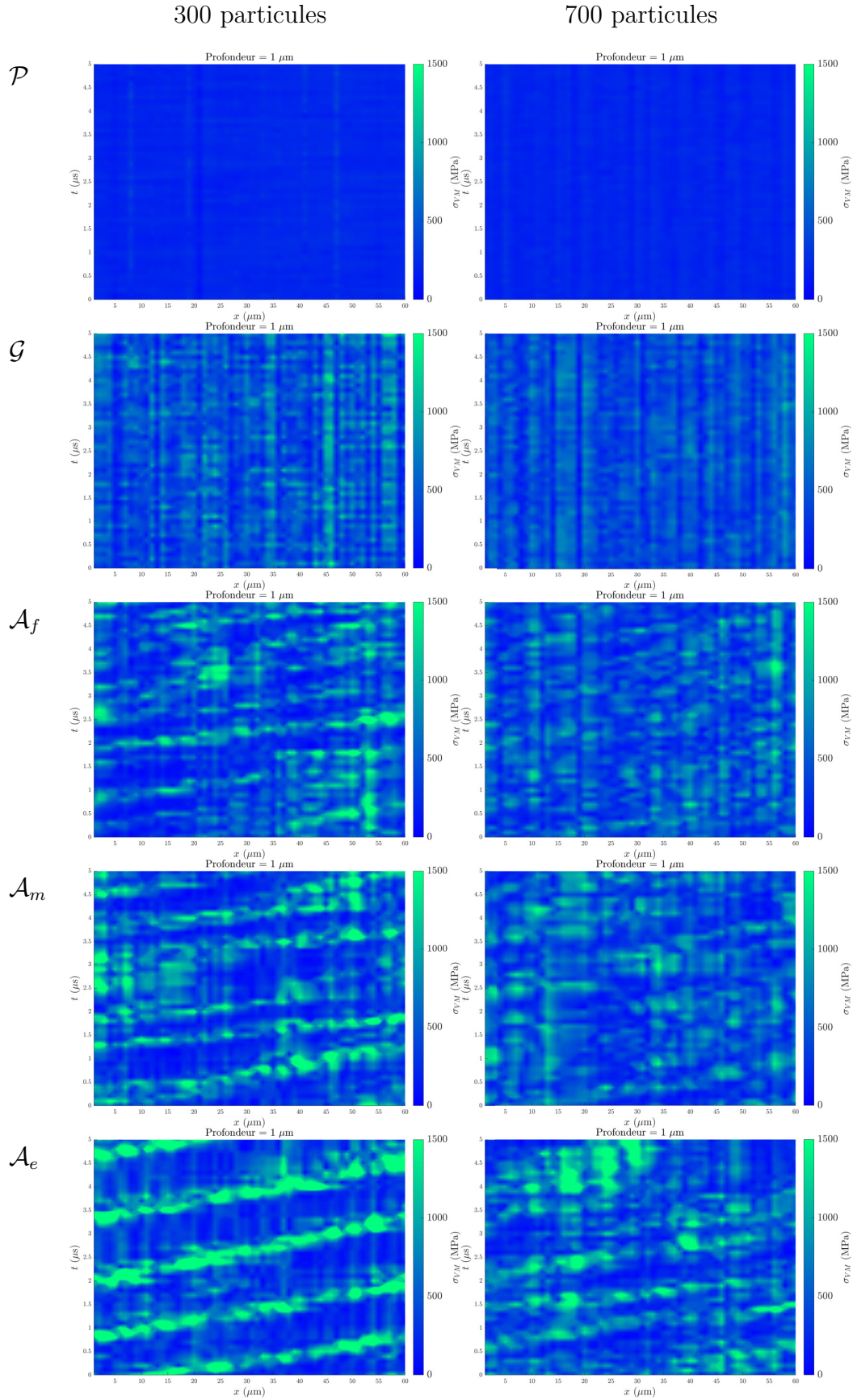


Figure A.10 – Contraintes de von Mises σ_{VM} à $1 \mu\text{m}$ de profondeur, avec 300 et 700 particules, pour les 5 régimes.

1100 particules

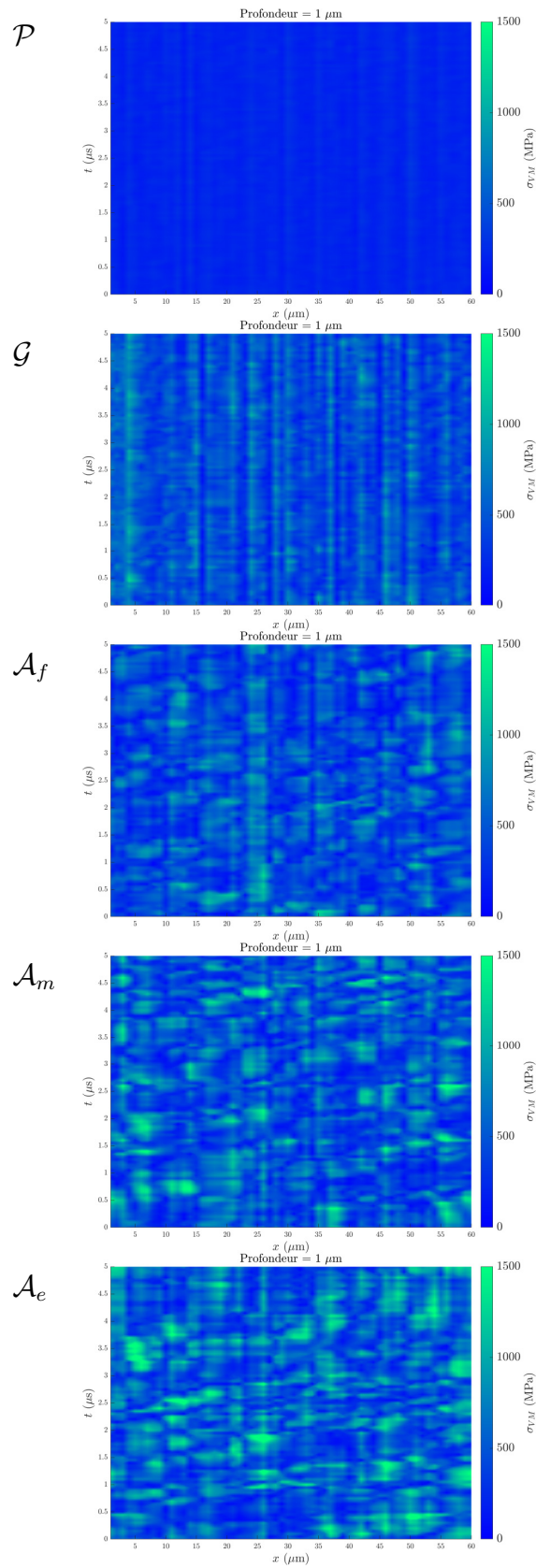


Figure A.11 – Contraintes de von Mises σ_{VM} à $1 \mu\text{m}$ de profondeur, avec 1100 particules, pour les 5 régimes.

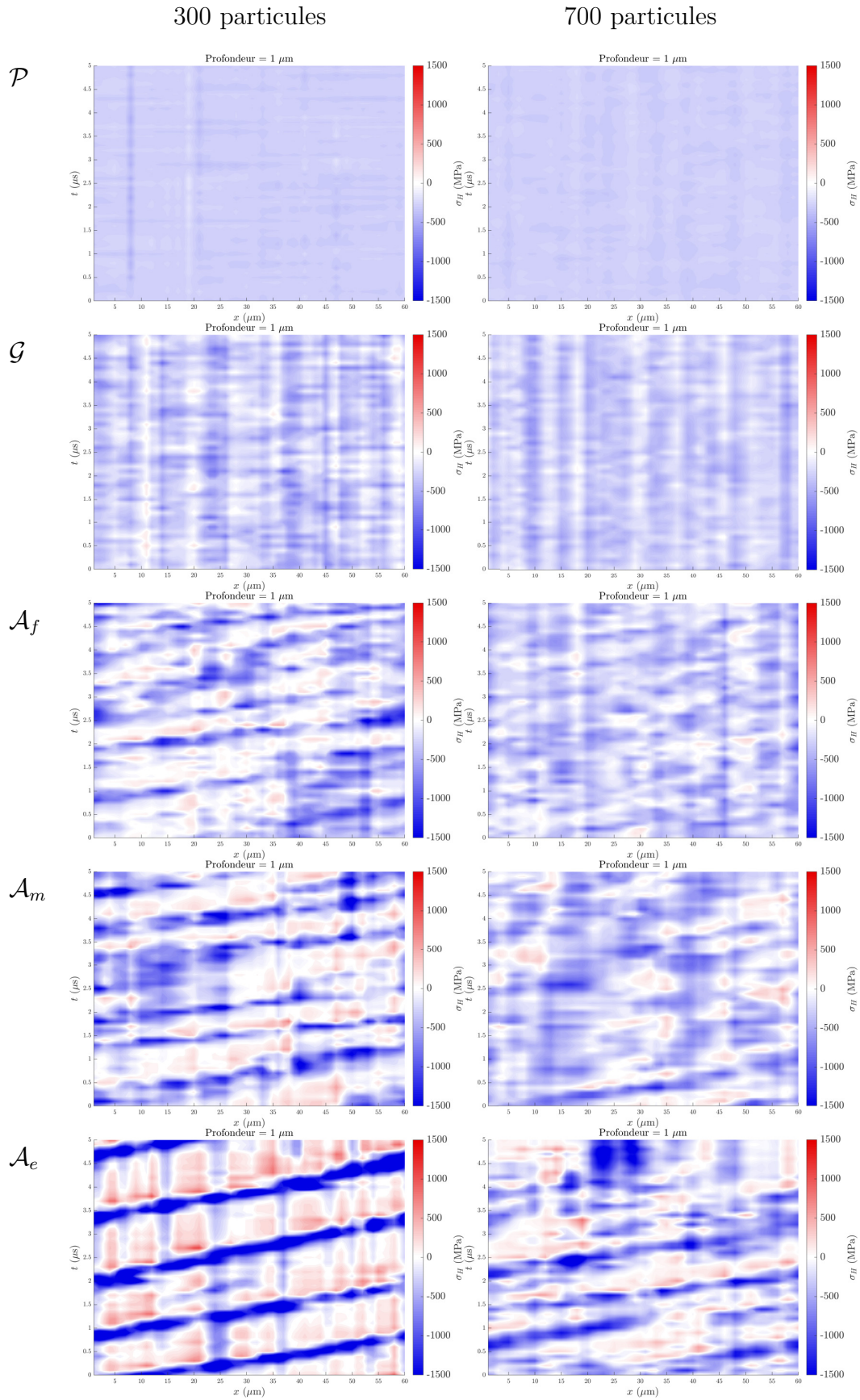


Figure A.12 – Contraintes hydrostatiques σ_H à $1 \mu\text{m}$ de profondeur, avec 300 et 700 particules, pour les 5 régimes.

1100 particules

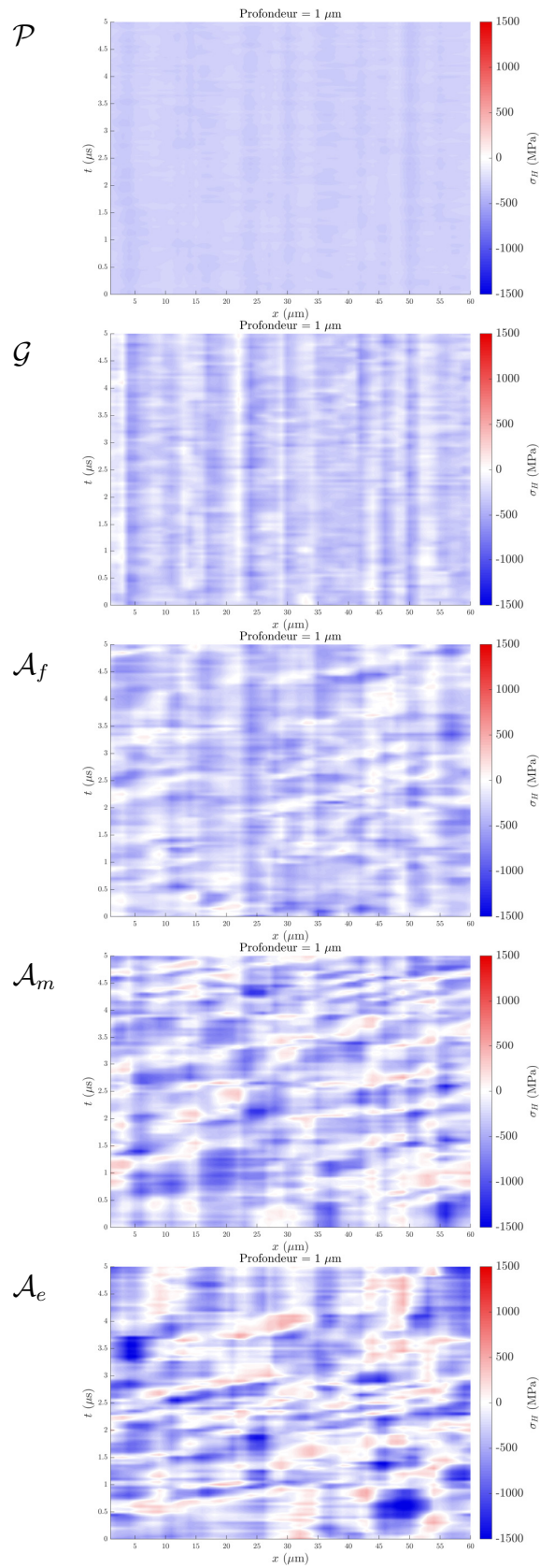


Figure A.13 – Contraintes hydrostatiques σ_H à $1 \mu\text{m}$ de profondeur, avec 1100 particules, pour les 5 régimes.

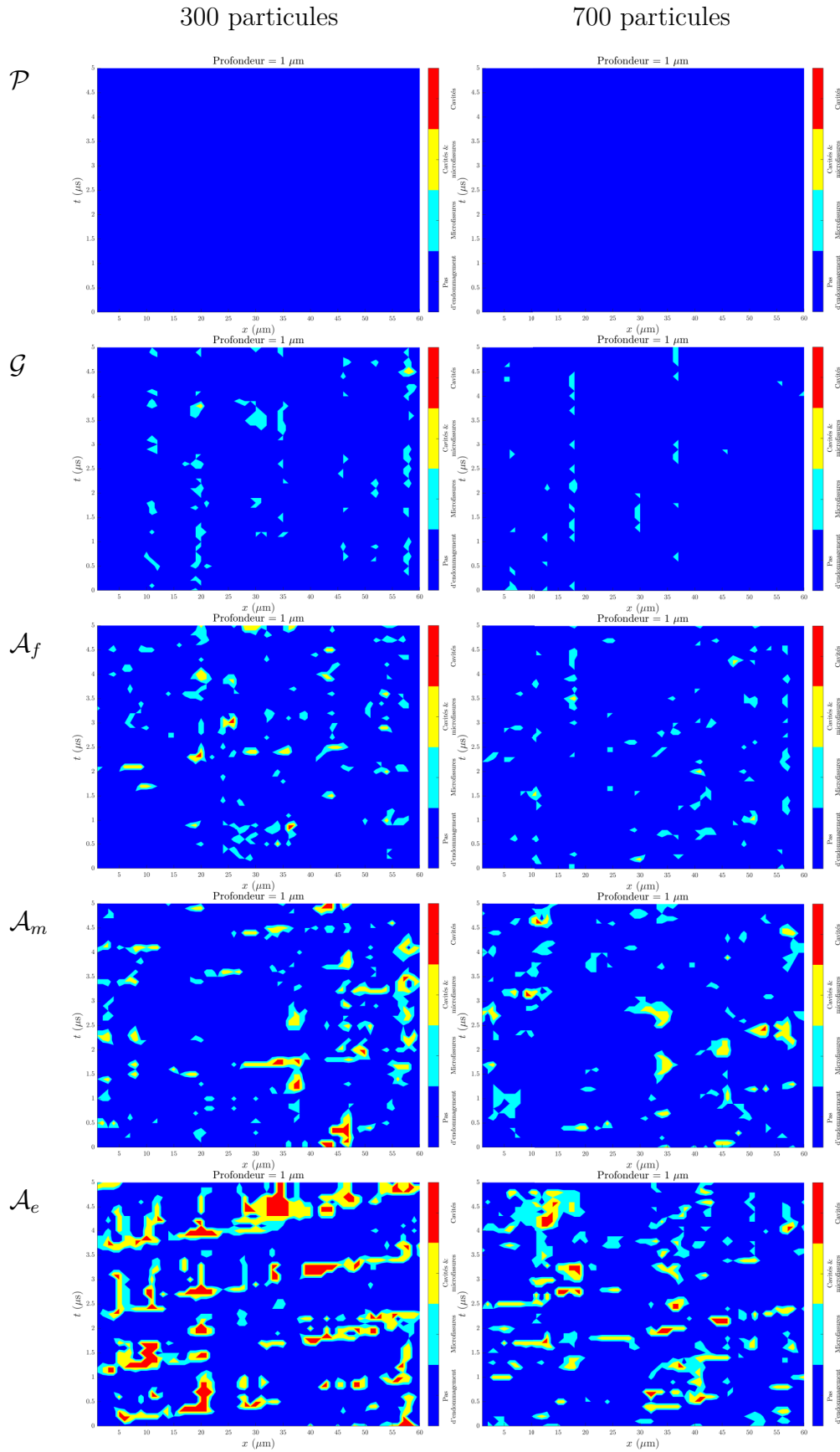


Figure A.14 – Modes d'endommagements potentiels à 1 μm de profondeur, avec 300 et 700 particules, pour les 5 régimes.

1100 particules

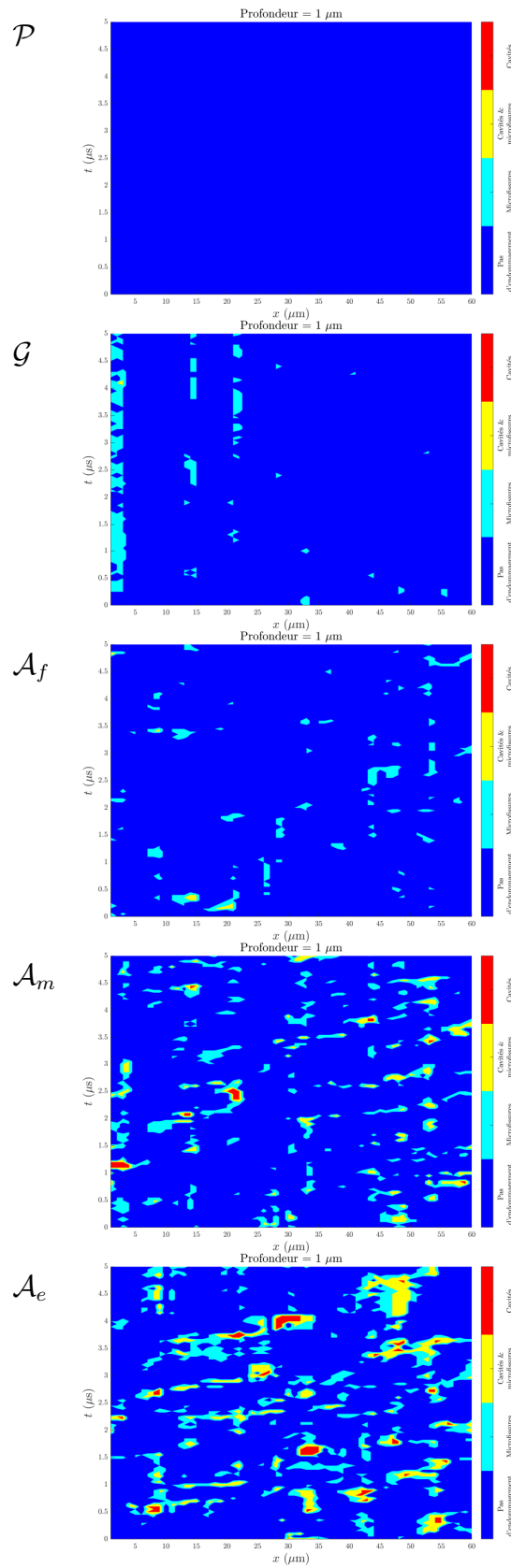


Figure A.15 – Modes d'endommagements potentiels à $1 \mu\text{m}$ de profondeur, avec 1100 particules, pour les 5 régimes.

ANNEXE B

TABLEAUX DE SYNTHÈSE DES CONSÉQUENCES DES RÉGIMES D'ÉCOULEMENT

Régimes d'écoulement (700 particules uniquement)			
Caractéristique	Plastique \mathcal{P}	Granulaire \mathcal{G}	Aggloméré \mathcal{A}_V
Morphologie	Particules très déformables et peu cohésives, fraction solide faible.	Particules très peu déformables et peu cohésives, fraction solide moyenne.	Particules qui forment des agglomérats (plus gros quand la cohésion augmente). Fraction solide faible, d'autant plus que la cohésion augmente.
Cinématique	Particules qui glissent les unes sur les autres, à la manière d'un flux laminaire.	Formation de chaînes de forces qui s'opposent au mouvement relatif.	Formation d'agglomérats qui roulent plus ou moins dans le contact.
Cohérence \mathcal{C}	Faible. Les agglomérats détectés ont une durée de vie courte et une étendue spatiale faible. Pas d'agglomérats tournant dans le sens opposé au sens naturel de rotation.	Faible. Les agglomérats détectés ont une durée de vie courte et une étendue spatiale faible. Peu d'agglomérats tournant dans le sens opposé au sens naturel de rotation.	Agglomérats qui tournent dans les deux sens détectés. Ceux qui suivent le sens naturel de rotation sont les plus nombreux, et ont une durée de vie longue. Étendue spatiale également plus importante.
Coefficient de frottement μ	Très faible ($\approx 0,1$) et constant dans le temps.	Élevé ($\approx 0,5$), très légère variation temporelle.	Élevé ($\approx 0,45$), quel que soit la cohésion. Variations temporelles très importantes, notamment à cohésion élevée.
Contraintes de von Mises σ_{VM}	Faibles, peu de variations spatiale et temporelle.	Élevées, surtout à la base des chaînes de forces. En profondeur, variations spatiale et temporelle faible. À faible profondeur, les contraintes restent stationnaires (motifs verticaux).	Élevées, surtout à proximité d'un agglomérat. Grande variabilité spatiale et temporelle en profondeur, surtout à cohésion élevée. À faible profondeur, contraintes stationnaires (motifs verticaux) et déplacements d'agglomérats détectables (motifs diagonaux).

Caractéristique	Régimes d'écoulement (700 particules uniquement)		
	Plastique \mathcal{P}	Granulaire \mathcal{G}	Aggloméré \mathcal{A}_V
Endommagements potentiels	Quasi-absence.	À proximité de la surface uniquement, surtout de la microfissuration.	Mélange de formation de cavités et de microfissures à faible profondeur. Microfissuration à grande profondeur pour les régimes les plus cohésifs.
Origine de l'endommagement		Création de chaînes de forces qui s'opposent au mouvement et transmettent un effort tangentiel à proximité de la surface.	Agglomérats qui génèrent des concentrations de contraintes, qui sollicitent en compression, mais aussi en traction, le premier corps.

Tableau B.1 – Synthèse des régimes d'écoulement avec 700 particules uniquement.

Caractéristique	Régimes d'écoulement (influence de l'épaisseur de 3 ^e corps)		
	Plastique \mathcal{P}	Granulaire \mathcal{G}	Aggloméré \mathcal{A}_V
Morphologie	Aucune influence de l'épaisseur. Particules très déformables et peu cohésives, fraction solide faible.	Quasiment aucune influence de l'épaisseur. Particules très peu déformables et peu cohésives, fraction solide moyenne.	Une épaisseur de 3 ^e corps faible favorise le roulement des agglomérats. Une épaisseur épaisse permet aux agglomérats d'avoir des tailles conséquentes, et une cohésion élevée provoque une fraction solide plus faible.
Coefficient de frottement μ	Peu d'influence de l'épaisseur sur μ .	Peu d'influence de l'épaisseur sur μ .	À faible épaisseur, une cohésion élevée diminue μ ; à épaisseur importante, une cohésion élevée augmente μ .
Contraintes de von Mises σ_{VM}	Peu d'influence de l'épaisseur sur σ_{VM} , sauf quand l'épaisseur devient très faible.	Valeur moyenne constante quel que soit l'épaisseur. Une faible épaisseur contribue à augmenter la variabilité spatio-temporelle.	L'augmentation de l'épaisseur contribue grandement la variabilité spatio-temporelle. Plus le régime est cohésif, plus la contrainte moyenne est élevée.
Endommagements potentiels	Quasi-absence, quel que soit l'épaisseur.	L'endommagement se fait à une profondeur légèrement plus importante quand l'épaisseur diminue.	À grande épaisseur et profondeur, peu d'endommagement. Plus l'épaisseur diminue, plus l'endommagement se fait profondément. L'augmentation de la cohésion génère une augmentation de l'endommagement par formation de cavités.

Tableau B.2 – Synthèse des régimes d'écoulement (influence de l'épaisseur de 3^e corps).

Régimes d'écoulement (influence du changement de sens)			
Caractéristique	Plastique \mathcal{P}	Granulaire \mathcal{G}	Aggloméré \mathcal{A}_V
Cinématique	Temps relativement long pour observer l'inverser du mouvement des particules.	Chaînes de forces qui se réorganisent rapidement après le changement de sens.	Conservation des agglomérats avant et après le changement de sens.
Raideur tangentielle K	Faible, diminue avec l'augmentation de l'épaisseur de 3 ^e corps.	Modérée, diminue légèrement avec l'augmentation de l'épaisseur de 3 ^e corps.	Très élevée, diminue de manière importante avec l'augmentation de l'épaisseur de 3 ^e corps.
Contraintes de von Mises σ_{VM}	Aucun effet visible.	Baisse nette de σ_{VM} lors du changement de direction, nouvelles contraintes après inversion pas situées aux mêmes endroits.	Observation de motifs de « chevrons » de part et d'autre de l'inversion du déplacement, signe de la conservation des structures.

Tableau B.3 – Synthèse des régimes d'écoulement (influence du changement de sens).

Régimes d'écoulement (ouverture du contact)			
Caractéristique	Plastique \mathcal{P}	Granulaire \mathcal{G}	Aggloméré \mathcal{A}_V
Morphologie	Rugosité faible, de la taille d'une particule. Porosité faible.	Rugosité faible, de la taille d'une particule. Porosité modérée.	Rugosité très importante, de la taille d'un agglomérat. Plus la cohésion est élevée, plus les agglomérats sont gros.

Tableau B.4 – Synthèse des régimes d'écoulement (ouverture du contact).

BIBLIOGRAPHIE

- ABEDI, S., RECHENMACHER, A. L. et ORLANDO, A. D. (2012). Vortex formation and dissolution in sheared sands. *Granular Matter*, 14(6):695–705. (p. 71)
- AGHABABAEI, R., WARNER, D. H. et MOLINARI, J.-F. (2016). Critical length scale controls adhesive wear mechanisms. *Nature Communications*, 7(1):11816. (p. 56)
- ALLEN, M. P. et TILDESLEY, D. J. (1987). *Computer simulation of liquids*. Oxford University Press. (p. 51)
- AMONTONS, G. (1699). *De la résistance causée dans les machines. Tant par les frottements des parties qui les composent, que par la raideur des cordes qu'on emploie, et la manière de calculer l'un et l'autre*. Académie Royale des Sciences, Paris. (p. 32)
- ARCHARD, J. F. (1953). Contact and rubbing of flat surfaces. *Journal of Applied Physics*, 24(8):981–988. (p. 42)
- ARNAUD, P. (2018). *Étude expérimentale et numérique de l'usure et de son influence sur les mécanismes de fissuration en fretting et fretting fatigue*. Thèse de doctorat, École Centrale de Lyon. (p. 55)
- ARNAUD, P., FOUVRY, S. et GARCIN, S. (2017). A numerical simulation of fretting wear profile taking account of the evolution of third body layer. *Wear*, 376-377:1475–1488. (p. 55)
- ATKINS, A. (1996). Fracture in forming. *Journal of Materials Processing Technology*, 56(1-4):609–618. (p. 115)
- BAO, Y. et WIERZBICKI, T. (2004). On fracture locus in the equivalent strain and stress triaxiality space. *International Journal of Mechanical Sciences*, 46(1):81–98. (p. 115)
- BAO, Y. et WIERZBICKI, T. (2005). On the cut-off value of negative triaxiality for fracture. *Engineering Fracture Mechanics*, 72(7):1049–1069. (p. 115)
- BASSEVILLE, S. et CAILLETAUD, G. (2015). An evaluation of the competition between wear and crack initiation in fretting conditions for Ti–6Al–4V alloy. *Wear*, 328-329:443–455. (p. 54)

- BAYDOUN, S. et FOUVRY, S. (2020). An experimental investigation of adhesive wear extension in fretting interface : Application of the contact oxygenation concept. *Tribology International*, 147(2019):106266. (p. 47, 147)
- BAYDOUN, S., FOUVRY, S., DESCARTES, S. et ARNAUD, P. (2019). Fretting wear rate evolution of a flat-on-flat low alloyed steel contact : A weighted friction energy formulation. *Wear*, 426-427(2019):676–693. (p. 44)
- BEESE, A. M., LUO, M., LI, Y., BAI, Y. et WIERZBICKI, T. (2010). Partially coupled anisotropic fracture model for aluminum sheets. *Engineering Fracture Mechanics*, 77(7): 1128–1152. (p. 115)
- BEHRINGER, R. P., BI, D., CHAKRABORTY, B., CLARK, A., DIJKSMAN, J., REN, J. et ZHANG, J. (2014). Statistical properties of granular materials near jamming. *Journal of Statistical Mechanics : Theory and Experiment*, 2014(6):P06004. (p. 50)
- BENAYOUN, S., HANTZPERGUE, J. et BOUTEVILLE, A. (2001). Micro-scratch test study of TiN films grown on silicon by chemical vapor deposition. *Thin Solid Films*, 389(1-2):187–193. (p. 48)
- BERSON, A., MICHARD, M. et BLANC-BENON, P. (2009). Vortex identification and tracking in unsteady flows. *Comptes Rendus - Mécanique*, 337(2):61–67. (p. 71)
- BERTHIER, Y. (1990). Experimental evidence for friction and wear modelling. *Wear*, 139(1):77–92. (p. 47)
- BERTHIER, Y. (2005). Third-body reality - consequences and use of the third-body concept to solve friction and wear problems. In *Wear - Materials, Mechanisms and Practice*, pages 291–316. John Wiley & Sons Ltd, Chichester, England. (p. 45)
- BERTHIER, Y., VINCENT, L. et GODET, M. (1988). Velocity accommodation in fretting. *Wear*, 125(1-2):25–38. (p. 45, 46)
- BERTHIER, Y., VINCENT, L. et GODET, M. (1989). Fretting fatigue and fretting wear. *Tribology International*, 22(4):235–242. (p. 138)
- BHUSHAN, B. (2000). *Modern Tribology Handbook*. CRC Press. (p. 41)
- BOTTERO, P. (2006). *Ellana*. Rageot. (p. 5)
- BOUCHOT, A., FERRIEUX, A., DEBAYLE, J., MOLLON, G. et DESCARTES, S. (2021). Image processing applied to tribological dry contact analysis. *Wear*, 476:203748. (p. 48)
- BOUILLANNE, O., MOLLON, G., SAULOT, A., DESCARTES, S., SERRES, N., CHASSAING, G. et DEMMOU, K. (2020a). Consequences of third-body rheology on first bodies. Communication orale. *14th World Congress in Computational Mechanics, ECCOMAS 2020, Paris, France*. (p. 91)
- BOUILLANNE, O., MOLLON, G., SAULOT, A., DESCARTES, S., SERRES, N., CHASSAING, G. et DEMMOU, K. (2020b). Third-body flow regime influence on the surface response to tribological loading. Communication orale. *STLE Tribology Frontiers Conferences, Cleveland, États-Unis*. (p. 91)

- BOUILLANNE, O., MOLLON, G., SAULOT, A., DESCARTES, S., SERRES, N., CHASSAING, G. et DEMMOU, K. (2021a). Strain on first bodies induced by rheology of third body. Poster. *23rd International conference : Wear of Materials, Banff, Canada*. (p. 91)
- BOUILLANNE, O., MOLLON, G., SAULOT, A., DESCARTES, S., SERRES, N., CHASSAING, G. et DEMMOU, K. (2022a). Conséquences de l'épaisseur de la couche de 3e corps sur les premiers corps. Communication orale. *Congrès Français de Mécanique, Nantes, France*. (p. 91)
- BOUILLANNE, O., MOLLON, G., SAULOT, A., DESCARTES, S., SERRES, N., CHASSAING, G. et DEMMOU, K. (2022b). Consequences of third body vorticity on first bodies. Communication orale. *ECCOMAS 2022, Oslo, Norvège*. (p. 91)
- BOUILLANNE, O., MOLLON, G., SAULOT, A., DESCARTES, S., SERRES, N., CHASSAING, G. et DEMMOU, K. (2022c). Consequences of third body thickness on first bodies. Communication orale. *WCCM-APCOM 2022, Yokohama, Japon*. (p. 91)
- BOUILLANNE, O., MOLLON, G., SAULOT, A., DESCARTES, S., SERRES, N., CHASSAING, G. et DEMMOU, K. (2022d). How vorticity and agglomeration control shear strength in soft cohesive granular flows. *Granular Matter*, 24(2):55. (p. 61)
- BOUILLANNE, O., MOLLON, G., SAULOT, A., DESCARTES, S., SERRES, N., DEMMOU, K. et CHASSAING, G. (2021b). Detecting vorticity in cohesive deformable granular material. *EPJ Web of Conferences*, 249:08005. (p. 61)
- BOUILLANNE, O., MOLLON, G., SAULOT, A., SERRES, N. et DEMMOU, K. (2019). Multibody meshfree model with adaptive mass scaling for simulation of fretting contact. Poster. *46th Leeds Lyon Symposium on Tribology, Lyon, France*. (p. 61)
- BRIDGMAN, P. W. (1964). *Studies in large plastic flow and fracture*. Harvard University Press. (p. 114)
- BRÜNIG, M. et GERKE, S. (2011). Simulation of damage evolution in ductile metals undergoing dynamic loading conditions. *International Journal of Plasticity*, 27(10): 1598–1617. (p. 115)
- BURWELL, J. T. (1957). Survey of possible wear mechanisms. *Wear*, 1(2):119–141. (p. 41)
- CANTOR, D., CÁRDENAS-BARRANTES, M., PREECHAWUTTIPONG, I., RENOUF, M. et AZÉMA, E. (2020). Compaction model for highly deformable particle assemblies. *Physical Review Letters*, 124(20):208003. (p. 53)
- CAO, H.-P. (2011). *Modélisation par éléments discrets rigides et/ou déformables des milieux granulaires et des troisièmes corps solides : Influence du comportement local sur le comportement global*. Thèse de doctorat, INSA de Lyon. (p. 55, 56)
- CAO, T. S. et BOUCHARD, P.-O. (2016). Modélisation de l'endommagement ductile en mise en forme des métaux. *Techniques de l'Ingénieur*. (p. 115)
- CARTER, F. W. (1926). On the action of a locomotive driving wheel. *Proceedings of the Royal Society of London.*, 112(760):151–157. (p. 34)
- CASAS, N., MOLLON, G. et DAOUADJI, A. (2022). DEM analyses of cemented granular

- fault gouges at the onset of seismic sliding : peak strength, development of shear zones and kinematics. *Pure and Applied Geophysics*. (p. 47, 62)
- CATTANEO, C. (1938). *Sul contatto di due corpi elastici : distribuzione locale degli sforzi*. Accademia Nazionale die Lincei, Lincei. (p. 37)
- CELLIER, A. (2013). *Étude du fraisage de l'alliage de titane Ti-6Al-4V : Influence des angles de coupe et des rayons de bec sur l'intégrité de surface et la limite d'endurance des pièces*. Thèse de doctorat, Université de Tours. (p. 116)
- CELLIER, A., CHALON, F., GRIMAL-PERRIGOUAS, V., BONHOURE, D. et LEROY, R. (2014). Effects of cutting angles in Ti-6Al-4V milling process on surface integrity : influence of roughness and residual stresses on fatigue limit. *Machining Science and Technology*, 18(4):565–584. (p. 116)
- CHAMPAGNE, M., RENOUF, M. et BERTHIER, Y. (2014). Modeling wear for heterogeneous bi-phasic materials using discrete elements approach. *Journal of Tribology*, 136(2):1–11. (p. 55)
- CHARLERY, R. (2014). *Comportements sous sollicitations tribologiques d'un matériau énergétique*. Thèse de doctorat, INSA de Lyon. (p. 45)
- CHASSAING, G. (2015). *Frottement sec à grande vitesse du couple Ti6Al4V-Ti6Al4V : étude expérimentale et modélisation du comportement thermomécanique*. Thèse de doctorat, Université de Lorraine. (p. 29, 31)
- CIAVARELLA, M., HILLS, D. A. et MONNO, G. (1998). The influence of rounded edges on indentation by a flat punch. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part C : Journal of Mechanical Engineering Science*, 212(4):319–327. (p. 34)
- COCCHETTI, G., PAGANI, M. et PEREGO, U. (2013). Selective mass scaling and critical time-step estimate for explicit dynamics analyses with solid-shell elements. *Computers & Structures*, 127:39–52. (p. 85)
- COLAS, G. (2013). *Utilisation raisonnée de contaminants pour caractériser la rhéologie des 1ers et 3ème corps solides : Application à la tribologie en ambiances spatiales*. Thèse de doctorat, INSA de Lyon. (p. 41)
- COLAS, G., SERLES, P., SAULOT, A. et FILLETTER, T. (2019). Strength measurement and rupture mechanisms of a micron thick nanocrystalline MoS₂ coating using AFM based micro-bending tests. *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, 128:151–161. (p. 48)
- COLLINS, J. A. (1993). *Failure of Materials in Mechanical Design - 2nd Edition*. John Wiley & Sons. (p. 33)
- COLOMBIÉ, C. (1986). *Usure induite sous petits débattements*. Thèse de doctorat, École Centrale de Lyon. (p. 38)
- COULOMB, C.-A. (1776). *Essai sur une application des règles de maximis et minimis à quelques problèmes de statique, relatifs à l'architecture*. Académie Royale des Sciences, Paris. (p. 49)

- COULOMB, C.-A. (1781). *Théorie des machines simples, en ayant égard au frottement de leurs parties, et à la roideur des cordages*. Académie Royale des Sciences, Paris. (p. 32)
- COURANT, R., FRIEDRICHS, K. et LEWY, H. (1928). Über die partiellen Differenzengleichungen der mathematischen Physik. *Mathematische Annalen*, 100(1):32–74. (p. 84)
- CUNDALL, P. A. et STRACK, O. D. L. (1979). A discrete numerical model for granular assemblies. *Géotechnique*, 29(1):47–65. (p. 51)
- DARLET, A. (2014). *Estimation rapide en surface de la triaxialité des contraintes et de la plasticité : application aux disques et aux aubes de turbine des turboréacteurs*. Thèse de doctorat, ENS Cachan. (p. 115)
- DESCARTES, S. et BERTHIER, Y. (2002). Rheology and flows of solid third bodies : Background and application to an MoS1.6 coating. *Wear*, 252(7-8):546–556. (p. 45)
- DESCARTES, S., COURTIEUX, L., BERTHIER, Y. et PEDITTO, F. (2015). Tribological study of oral care silica. *Tribology International*, 82(PB):551–560. (p. 32)
- DESCARTES, S., DESRAYAUD, C., NICCOLINI, E. et BERTHIER, Y. (2005). Presence and role of the third body in a wheel–rail contact. *Wear*, 258(7-8):1081–1090. (p. 45)
- DESCARTES, S., RENOUF, M., FILLOT, N., GAUTIER, B., DESCAMPS, A., BERTHIER, Y. et DEMANCHE, P. (2008). A new mechanical–electrical approach to the wheel-rail contact. *Wear*, 265(9-10):1408–1416. (p. 55)
- DIJKSMAN, J. A., BRODU, N. et BEHRINGER, R. P. (2017). Refractive index matched scanning and detection of soft particles. *Review of Scientific Instruments*, 88(5):051807. (p. 53)
- DING, J., LEEN, S. B. et MCCOLL, I. R. (2004). The effect of slip regime on fretting wear-induced stress evolution. *International Journal of Fatigue*, 26(5):521–531. (p. 54)
- DING, J., MCCOLL, I. R., LEEN, S. B. et SHIPWAY, P. H. (2007). A finite element based approach to simulating the effects of debris on fretting wear. *Wear*, 263(1-6):481–491. (p. 54)
- DINI, D. et NOWELL, D. (2003). Prediction of the slip zone friction coefficient in flat and rounded contact. *Wear*, 254(3-4):364–369. (p. 34)
- DOUCET, J.-P. et WEBER, J. (1996). *Computer-aided molecular design - Theory and applications*. Academic Press. (p. 56)
- DOWSON, D. (1998). *History of tribology - 2nd edition*. Wiley–Blackwell. (p. 32)
- DREANO, A. (2019). *Formalisation des mécanismes de tribo-oxydation d’un alliage de cobalt soumis à des sollicitations de fretting-usure : effet de la température*. Thèse de doctorat, École Centrale de Lyon. (p. 46)
- DUBOIS, F. et JEAN, M. (2006). The non smooth contact dynamic method : recent LMG90 software developments and application. *In Analysis and Simulation of Contact Problems*, pages 375–378. Springer-Verlag, Berlin/Heidelberg. (p. 55)
- DUCOBU, F., RIVIÈRE-LORPHÈVRE, E. et FILIPPI, E. (2015). On the introduction of

- adaptive mass scaling in a finite element model of Ti6Al4V orthogonal cutting. *Simulation Modelling Practice and Theory*, 53:1–14. (p. 85)
- EDEN, E. M., ROSE, W. N. et CUNNINGHAM, P. L. (1911). The endurance of metals : experiments on rotating beams at university college, London. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers*, 81(1):839–974. (p. 32)
- FARADAY, M. (1831). On a peculiar class of acoustical figures; and on certain forms assumed by groups of particles upon vibrating elastic surfaces. *Proceedings of the Royal Society of London*, 3(0):49–51. (p. 49)
- FAVIER DE COULOMB, A., BOUZID, M., CLAUDIN, P., CLÉMENT, E. et ANDREOTTI, B. (2017). Rheology of granular flows across the transition from soft to rigid particles. *Physical Review Fluids*, 2(10):102301. (p. 53)
- FELDER, E. et MONTMITONNET, P. (2015). Théorie de l’usure - Mesure, caractérisation des contacts et vitesse d’usure. *Techniques de l’Ingénieur*. (p. 42)
- FILLOT, N., IORDANOFF, I. et BERTHIER, Y. (2007). Modelling third body flows with a discrete element method — a tool for understanding wear with adhesive particles. *Tribology International*, 40(6):973–981. (p. 55, 56)
- FORTERRE, Y. et POULIQUEN, O. (2002). Stability analysis of rapid granular chute flows : formation of longitudinal vortices. *Journal of Fluid Mechanics*, 467:361–387. (p. 71)
- FOUVRY, S., KAPSA, P. et VINCENT, L. (1995). Analysis of sliding behaviour for fretting loadings : determination of transition criteria. *Wear*, 185(1-2):35–46. (p. 40, 43)
- FOUVRY, S., KAPSA, P., ZAHOUANI, H. et VINCENT, L. (1997). Wear analysis in fretting of hard coatings through a dissipated energy concept. *Wear*, 203-204(96):393–403. (p. 40)
- FOUVRY, S., PAULIN, C. et LISKIEWICZ, T. (2007). Application of an energy wear approach to quantify fretting contact durability : Introduction of a wear energy capacity concept. *Tribology International*, 40(10-12):1428–1440. (p. 43)
- FRACHE, L., KOMBA, E. H., PHILIPPON, D., GALIPAUD, J., DE BARROS, M., DOUILLARD, T., MASENELLI-VARLOT, K., BOUSCHARAIN, N., MAHEO, Y., SARLIN, R., LE JEUNE, G., BERTHIER, Y., BOU-SAID, B. et MASSI, F. (2021). Observation of a modified superficial layer on heavily loaded contacts under grease lubrication. *Tribology International*, 158(2020):106921. (p. 46)
- FRÊNE, J. (2001). La tribologie de l’antiquité à nos jours. *Mécanique & Industries*, 2(4):263–282. (p. 32)
- FRIDRICI, V. (2002). *Fretting d’un alliage de titane revêtu et lubrifié : application au contact aube/disque*. Thèse de doctorat, École Centrale de Lyon. (p. 29)
- GALLEGO, L. (2007). *Fretting et usure des contacts mécaniques : modélisation numérique*. Thèse de doctorat, INSA de Lyon. (p. 29, 57)
- GALLEGO, L., FULLERINGER, B., DEYBER, S. et NÉLIAS, D. (2010a). Multiscale computation of fretting wear at the blade/disk interface. *Tribology International*, 43(4):708–

718. (p. 56)
- GALLEGO, L., NÉLIAS, D. et DEYBER, S. (2010b). A fast and efficient contact algorithm for fretting problems applied to fretting modes I, II and III. *Wear*, 268(1):208–222. (p. 56)
- GAUSS, C. F. (1831). Untersuchungen über die Eigenschaften der positiven ternären quadratischen Formen. *Göttingische Gelehrte Anzeigen*. (p. 50)
- GHOSH, A., WANG, W. et SADEGHI, F. (2016). An elastic–plastic investigation of third body effects on fretting contact in partial slip. *International Journal of Solids and Structures*, 81:95–109. (p. 55)
- GODET, M. (1984). The third-body approach : A mechanical view of wear. *Wear*, 100(1-3):437–452. (p. 44)
- GODET, M. (1990). Third-bodies in tribology. *Wear*, 136(1):29–45. (p. 44)
- GOODIER, J. N. et LOUTZENHEISER, C. B. (1965). Pressure peaks at the ends of plane strain rigid die contacts (elastic). *Journal of Applied Mechanics*, 32(2):462–463. (p. 34)
- GRAFTIEAUX, L., MICHARD, M. et GROSJEAN, N. (2001). Combining PIV, POD and vortex identification algorithms for the study of unsteady turbulent swirling flows. *Measurement Science and Technology*, 12(9):1422–1429. (p. 71)
- GUEDOU, J. Y. et HONNORAT, Y. (1989). Endommagement en fatigue oligocyclique des disques de turbomachines. *Matériaux & Techniques*, 77(1-2):49–55. (p. 28)
- GUILLAUME, M. (1922). *Brevet d'invention pour propulseur par réaction sur l'air*. Office National de la Propriété Industrielle. (p. 23)
- HALES, T. (2005). A proof of the Kepler conjecture. *Annals of Mathematics*, 162(3):1065–1185. (p. 50)
- HAMILTON, G. M. (1983). Explicit equations for the stresses beneath a sliding spherical contact. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part C : Journal of Mechanical Engineering Science*, 197(1):53–59. (p. 34)
- HAMILTON, G. M. et GOODMAN, L. E. (1966). The Stress Field Created by a Circular Sliding Contact. *Journal of Applied Mechanics*, 33(2):371–376. (p. 34)
- HANCOCK, J. W. et MACKENZIE, A. C. (1976). On the mechanisms of ductile failure in high-strength steels subjected to multi-axial stress-states. *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, 24(2-3):147–160. (p. 115)
- HARTHONG, B., JÉRIER, J.-F., RICHEFEU, V., CHAREYRE, B., DORÉMUS, P., IMBAULT, D. et DONZÉ, F.-V. (2012). Contact impingement in packings of elastic–plastic spheres, application to powder compaction. *International Journal of Mechanical Sciences*, 61(1): 32–43. (p. 53)
- HERTZ, H. (1881). H. Hertz, Über die Berührung fester elastischer Körper, *Journal für die reine und angewandte Mathematik* 92, 156–171 (1881). *Journal für die reine und angewandte Mathematik*, 171:156–171. (p. 33, 37)

- IORDANOFF, I., BERTHIER, Y., DESCARTES, S. et HESHMAT, H. (2002). A review of recent approaches for modeling solid third bodies. *Journal of Tribology*, 124(4):725–735. (p. 54)
- JAZA, R., MOLLON, G., DESCARTES, S., PAQUET, A. et BERTHIER, Y. (2021). Lessons learned using machine learning to link third body particles morphology to interface rheology. *Tribology International*, 153(2021):106630. (p. 68)
- JOHNSON, G. R. et COOK, W. H. (1983). A computational constitutive model and data for metals subjected to large strain, high strain rates and high pressures. *the Seventh International Symposium on Ballistics*, pages 541–547. (p. 114)
- JOHNSON, K. L. (1985). *Contact Mechanics*. Cambridge University Press. (p. 42)
- KERMOUCHE, G., LOUBET, J. et BERGHEAU, J. (2008). Extraction of stress–strain curves of elastic–viscoplastic solids using conical/pyramidal indentation testing with application to polymers. *Mechanics of Materials*, 40(4-5):271–283. (p. 48)
- KHADEM, R. et O’CONNOR, J. J. (1969). Axial compression of an elastic circular cylinder in contact with two identical elastic half spaces. *International Journal of Engineering Science*, 7(8):785–800. (p. 34)
- KIM, D.-G. et LEE, Y.-Z. (2001). Experimental investigation on sliding and fretting wear of steam generator tube materials. *Wear*, 250(1-12):673–680. (p. 35)
- KUBIAK, K. (2006). *Quantification de la Fissuration d’un contact soumis a des sollicitations complexes en fretting wear et fretting fatigue*. Laboratoire de tribologie et dynamique des systèmes, École Centrale de Lyon. (p. 35)
- LAGRANGE, J.-L. (1773). Recherches d’arithmétiques. *Nouveaux mémoires de l’Académie royale des sciences et des belles-lettres de Berlin*. (p. 50)
- LE MOYNE, L. (2010). Atomisation, pulvérisation et aérosols - Instrumentation. *Techniques de l’Ingénieur*. (p. 147)
- LEMAITRE, J. (1985). A continuous damage mechanics model for ductile fracture. *Journal of Engineering Materials and Technology*, 107(1):83–89. (p. 114)
- LEONARD, B. D., GHOSH, A., SADEGHI, F., SHINDE, S. et MITTELBACH, M. (2014). Third body modeling in fretting using the combined finite-discrete element method. *International Journal of Solids and Structures*, 51(6):1375–1389. (p. 56)
- LEROUX, J. (2013). *Modélisation numérique du contact pour matériaux céramiques*. Thèse de doctorat, INSA de Lyon. (p. 28, 29)
- LI, W., HUANG, Y., FU, B., CUI, Y. et DONG, S. (2013). Fretting damage modeling of liner-bearing interaction by combined finite element – discrete element method. *Tribology International*, 61:19–31. (p. 56)
- LODE, W. (1925). Versuche über den Einfluß der mittleren Hauptspannung auf die Fließgrenze. *Zeitschrift für Angewandte Mathematik und Mechanik*, 5(2):142–144. (p. 114)
- LORIN, C. J. R. (1908). *Système de propulsion*. Office National de la Propriété Industrielle.

- (p. 23)
- MACAULAY, M. et ROGNON, P. (2021). Viscosity of cohesive granular flows. *Soft Matter*, 17(1):165–173. (p. 82)
- MANDAL, S., NICOLAS, M. et POULIQUEN, O. (2021). Rheology of cohesive granular media : shear banding, hysteresis, and nonlocal effects. *Physical Review X*, 11(2):021017. (p. 82)
- MARONE, C. (1998). Laboratory-derived friction laws and their application to seismic faulting. *Annual Review of Earth and Planetary Sciences*, 26(1):643–696. (p. 32)
- MARY, C. (2009). *Simulation expérimentale de l'usure du contact aube-disque de compresseur sous sollicitations de fretting*. Thèse de doctorat, École Centrale de Lyon. (p. 29, 57)
- MARY, C. et FOUVRY, S. (2007). Numerical prediction of fretting contact durability using energy wear approach : Optimisation of finite-element model. *Wear*, 263(1-6):444–450. (p. 54)
- MATVEEVSKY, R. M. (1965). The critical local temperature of oils with point and line contacts. *ASME Journal of Basic Engineering*, 83(3):754–760. (p. 43)
- MCCCLINTOCK, F. A. (1968). A criterion for ductile fracture by the growth of holes. *Journal of Applied Mechanics*, 35(2):363–371. (p. 114)
- MCDOWELL, J. R. (1952). Fretting Corrosion Tendencies of Several Combinations of Materials. In *Symposium on Fretting Corrosion*, pages 24–24–16. ASTM International, West Conshohocken. (p. 33)
- MENG, H. et LUDEMA, K. C. (1995). Wear models and predictive equations : their form and content. *Wear*, 181-183(2):443–457. (p. 40, 42)
- MERIAUX, J. (2010). *Étude expérimentale et modélisation de l'endommagement du contact aube-disque de soufflante soumis à des chargements de fretting fatigue*. Thèse de doctorat, École Centrale de Lyon. (p. 29)
- M'EWEN, E. (1949). XLI. Stresses in elastic cylinders in contact along a generatrix (including the effect of tangential friction). *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, 40(303):454–459. (p. 34)
- MINDLIN, R. D. (1949). Compliance of elastic bodies in contact. *Journal of Applied Mechanics*, 16:259–268. (p. 37)
- MISES, R. v. (1913). Mechanik der festen Körper im plastisch-deformablen Zustand. *Nachrichten von der Gesellschaft der Wissenschaften zu Göttingen, Mathematisch-Physikalische Klasse*, 1913:582–592. (p. 109)
- MOHRBACHER, H., CELIS, J.-P. et ROOS, J. R. (1995). Laboratory testing of displacement and load induced fretting. *Tribology International*, 28(5):269–278. (p. 34, 35)
- MOLINARI, J.-F., AGHABABAEI, R., BRINK, T., FRÉROT, L. et MILANESE, E. (2018). Adhesive wear mechanisms uncovered by atomistic simulations. *Friction*, 6(3):245–259.

- (p. 56, 119)
- MOLLON, G. (2015). *Mécanique des matériaux granulaires*. Polycopié de cours, INSA de Lyon. (p. 49, 52, 92)
- MOLLON, G. (2016). A multibody meshfree strategy for the simulation of highly deformable granular materials. *International Journal for Numerical Methods in Engineering*, 108(12):1477–1497. (p. 55, 58, 61, 62)
- MOLLON, G. (2018). A unified numerical framework for rigid and compliant granular materials. *Computational Particle Mechanics*, 5(4):517–527. (p. 55, 58, 61, 62, 63)
- MOLLON, G. (2019). Solid flow regimes within dry sliding contacts. *Tribology Letters*, 67(4):120. (p. 58, 61, 65, 70, 80, 91, 98)
- MOLLON, G. (2022). The soft discrete element method. *Granular Matter*, 24(1):11. (p. 83, 163, 166, 167)
- MOLLON, G. et ZHAO, J. (2012). Fourier–Voronoi-based generation of realistic samples for discrete modelling of granular materials. *Granular Matter*, 14(5):621–638. (p. 92, 93)
- MORRISSEY, R. et NICHOLAS, T. (2005). Fatigue strength of Ti–6Al–4V at very long lives. *International Journal of Fatigue*, 27(10-12):1608–1612. (p. 116)
- NAVET, P. (2017). *Rapport de stage*. INSA de Lyon. (p. 57, 68)
- NAVET, P. (2018). *Approche locale de la sollicitation de fretting usure par modélisation DEM (Discrete Element Method) - Influence des débris solides sur les sollicitations thermomécaniques appliquées aux surfaces en contact*. Rapport de PIRD, INSA de Lyon. (p. 58)
- NGUYEN, T. H., NEZAMABADI, S., DELENNE, J.-Y. et RADJAI, F. (2017). Compaction of granular materials composed of deformable particles. *EPJ Web of Conferences*, 140:05013. (p. 53)
- NTSB (1989). United Airlines Flight 232, McDonnell Douglas DC10-10. Rapport technique, NTSB. (p. 30)
- NTSB (1998). Delta Air Lines Flight 1288, McDonnell Douglas MD-88, N927DA. Rapport technique, NTSB. (p. 30)
- OLOVSSON, L., SIMONSSON, K. et UNOSSON, M. (2005). Selective mass scaling for explicit finite element analyses. *International Journal for Numerical Methods in Engineering*, 63(10):1436–1445. (p. 84)
- PAULIN, C. (2006). *Étude de l'endommagement du contact multicouche aube/disque sous chargement de fretting : impact des sollicitations variables et de la dimension du contact*. Thèse de doctorat, École Centrale de Lyon. (p. 29, 44)
- PAULIN, C., FOUVRY, S. et DEYBER, S. (2005). Wear kinetics of Ti–6Al–4V under constant and variable fretting sliding conditions. *Wear*, 259(1-6):292–299. (p. 35, 44)
- PAULIN, C., FOUVRY, S. et MEUNIER, C. (2008). Finite element modelling of fretting

- wear surface evolution : Application to a Ti-6Al-4V contact. *Wear*, 264(1-2):26–36. (p. 54)
- PENG, T., YAN, Q., LI, G. et ZHANG, X. (2018). The influence of Cu/Fe ratio on the tribological behavior of brake friction materials. *Tribology Letters*, 66(1):18. (p. 48)
- PLINT, M. A. et ALLISTON-GREINER, A. F. (1996). The energy pulse : A new wear criterion and its relevance to wear in gear teeth and automotive engine valve trains. *Lubrication Science*, 8(3):233–251. (p. 43)
- PRATCHETT, T. (1987). *Mort*. Gollancz, V. (p. 5)
- PRIOR, A. M. (1994). Applications of implicit and explicit finite element techniques to metal forming. *Journal of Materials Processing Technology*, 45(1-4):649–656. (p. 84)
- PUGH, H. L. D. (1970). *Mechanical behaviour of materials under pressure*. Elsevier Science Ltd. (p. 114)
- QUACQUARELLI, A. (2021). *A multi-scale modeling approach for diamond tools wear*. Thèse de doctorat, INSA de Lyon. (p. 62)
- QUACQUARELLI, A., MOLLON, G., COMMEAU, T. et FILLOT, N. (2021). A dual numerical-experimental approach for modeling wear of Diamond Impregnated Tools. *Wear*, 478-479(2021):203763. (p. 62)
- QUINN, T. F. (1983a). Review of oxidational wear. *Tribology International*, 16(5):257–271. (p. 40)
- QUINN, T. F. (1983b). Review of oxidational wear Part II : Recent developments and future trends in oxidational wear research. *Tribology International*, 16(6):305–315. (p. 40)
- RANKINE, W. J. M. (1857). On the stability of loose earth. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London*, 147:9–27. (p. 49)
- RENOUF, M. et FILLOT, N. (2008). Coupling electrical and mechanical effects in discrete element simulations. *International Journal for Numerical Methods in Engineering*, 74(2):238–254. (p. 55)
- RENOUF, M., MASSI, F., FILLOT, N. et SAULOT, A. (2011). Numerical tribology of a dry contact. *Tribology International*, 44(7-8):834–844. (p. 54)
- RENOUF, M., NHU, V.-H., SAULOT, A. et MASSI, F. (2014). First-body versus third-body : dialogue between an experiment and a combined discrete and finite element approach. *Journal of Tribology*, 136(2):1–9. (p. 56)
- REYBET-DEGAT, P.-Y., ZHOU, Z.-R. et VINCENT, L. (1997). Fretting cracking behaviour on pre-stressed aluminium alloy specimens. *Tribology International*, 30(3):215–223. (p. 35)
- REYNOLDS, O. (1885). LVII. On the dilatancy of media composed of rigid particles in contact. With experimental illustrations. *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, 20(127):469–481. (p. 49)
- REYNOLDS, O. (1886). On the theory of lubrication and its application to Mr. Beauchamp

- tower's experiments, including an experimental determination of the viscosity of olive oil. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London*, 177:157–234. (p. 32, 44)
- RICE, J. et TRACEY, D. (1969). On the ductile enlargement of voids in triaxial stress fields. *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, 17(3):201–217. (p. 114)
- RIVIÈRE, J., RENOUF, M. et BERTHIER, Y. (2015). Thermo-mechanical investigations of a tribological interface. *Tribology Letters*, 58(3):48. (p. 55)
- ROBBINS, M. O. et MÜSER, M. H. (2000). Computer simulations of friction, lubrication, and wear. *Modern Tribology Handbook : Volume One : Principles of Tribology*, pages 717–765. (p. 56)
- ROBERT, Y. (2007). *Simulation numérique du soudage du TA6V par laser YAG impulsif : caractérisation expérimentale et modélisation des aspects thermomécaniques associés à ce procédé*. Thèse de doctorat, École Nationale Supérieure des Mines de Paris. (p. 29)
- ROGNON, P., MILLER, T. et EINAV, I. (2015). A circulation-based method for detecting vortices in granular materials. *Granular Matter*, 17(2):177–188. (p. 71)
- SACAA (2009). Jetstream Aircraft 4100 ZS-NRM : Loss of control after engine failure and misidentified engine shutdown after take-off from Durban Airport. Rapport technique, South African Civil Aviation Authority (SACAA). (p. 30)
- SACKFIELD, A. et HILLS, D. (1983). A note on the hertz contact problem : A correlation of standard formulae. *The Journal of Strain Analysis for Engineering Design*, 18(3):195–197. (p. 34)
- SAULOT, A. (2005). *Analyse tribologique du contact roue-rail : Modélisation et expérimentations*. Thèse de doctorat, INSA de Lyon. (p. 45)
- SAVA, M. M., MUNTEANU, B., RENAULT, E., BERTHIER, Y. et TRUNFIO-SFARGHIU, A.-M. (2018). Tribological analysis of UHMWPE tibial implants in unicompartmental knee replacements : from retrieved to in vitro studies. *Biotribology*, 13(2018):1–15. (p. 47)
- SCHREIJÄG, S., KAUFMANN, D., WENK, M., KRAFT, O. et MÖNIG, R. (2015). Size and microstructural effects in the mechanical response of α -Fe and low alloyed steel. *Acta Materialia*, 97:94–104. (p. 48)
- SIMON, S. (2014). *De la dynamique ferroviaire à l'accommodation microstructurale du rail*. Thèse de doctorat, INSA de Lyon. (p. 32, 46)
- STOWERS, I. F. et RABINOWICZ, E. (1973). The Mechanism of Fretting Wear. *Journal of Lubrication Technology*, 95(1):65. (p. 35)
- STRIBECK, R. (1902). Die wesentlichen Eigenschaften der Gleit- und Rollenlager. *Zeitschrift des Vereines Deutscher Ingenieure*, 46(38):1341–1348. (p. 32)
- THIERCELIN, L. (2021). *Modélisation multi-physique des mécanismes de formation de la phase blanche*. Thèse de doctorat, INSA de Lyon. (p. 48)
- THOMAS, G. et BONNEFOY, O. (2012). *Poudres et mélanges granulaires*. Éditions Ellipses.

(p. 49)

- TUMBAJOY-SPINEL, D., DESCARTES, S., BERGHEAU, J.-M., LACAÏLLE, V., GUILLON-NEAU, G., MICHLER, J. et KERMOUCHE, G. (2016). Assessment of mechanical property gradients after impact-based surface treatment : application to pure α -iron. *Materials Science and Engineering : A*, 667:189–198. (p. 48)
- UNSWORTH, A. (1991). Tribology of human and artificial joints. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part H : Journal of Engineering in Medicine*, 205(3):163–172. (p. 32)
- VAKIS, A., YASTREBOV, V., SCHEIBERT, J., NICOLA, L., DINI, D., MINFRAY, C., ALMQVIST, A., PAGGI, M., LEE, S., LIMBERT, G., MOLINARI, J.-F., ANCIAUX, G., AGHABABAEI, R., ECHEVERRI RESTREPO, S., PAPANGELO, A., CAMMARATA, A., NICOLINI, P., PUTIGNANO, C., CARBONE, G., STUPKIEWICZ, S., LENGIEWICZ, J., COSTAGLIOLA, G., BOSIA, F., GUARINO, R., PUGNO, N., MÜSER, M. et CIAVARELLA, M. (2018). Modeling and simulation in tribology across scales : An overview. *Tribology International*, 125:169–199. (p. 54)
- VALLE, V., HEDAN, S., COSENZA, P., FAUCHILLE, A. L. et BERDJANE, M. (2015). Digital image correlation development for the study of materials including multiple crossing cracks. *Experimental Mechanics*, 55(2):379–391. (p. 155)
- VAN PETEGHEM, B. (2013). *Fretting et fretting-fatigue à haute température d'alliages de titane revêtus*. Thèse de doctorat, École Centrale de Lyon. (p. 29, 57)
- VERLET, L. (1967). Computer "experiments" on classical fluids. I. Thermodynamical properties of Lennard-Jones molecules. *Physical Review*, 159(1):98–103. (p. 53)
- VINCENT, L., BERTHIER, Y., DUBOURG, M.-C. et GODET, M. (1992). Mechanics and materials in fretting. *Wear*, 153(1):135–148. (p. 33, 39)
- VINGSBO, O. et SÖDERBERG, S. (1988). On fretting maps. *Wear*, 126(2):131–147. (p. 33, 39)
- VU, T.-L. et BARÉS, J. (2019). Soft-grain compression : Beyond the jamming point. *Physical Review E*, 100(4):042907. (p. 53)
- WANG, D., DIJKSMAN, J. A., BARÉS, J. et ZHENG, H. (2021). Strain dependent vorticity in sheared granular media. *EPJ Web of Conferences*, 249:02010. (p. 71)
- XUE, L. (2007). Damage accumulation and fracture initiation in uncracked ductile solids subject to triaxial loading. *International Journal of Solids and Structures*, 44(16):5163–5181. (p. 114)
- YANTIO NJANKEU SABEYA, G. R. (2007). *Comportement tribologique d'un alliage de titane traité et/ou revêtu en fretting a débattement libre*. Thèse de doctorat, École Centrale de Lyon. (p. 29)
- ZHANG, Y., MOLLON, G. et DESCARTES, S. (2020). Significance of third body rheology in friction at a dry sliding interface observed by a multibody meshfree model : Influence of cohesion between particles. *Tribology International*, 145(106188):106188. (p. 83)

ZHOU, Z.-R. (1992). *Fissuration induite en petits déplacements : application au cas d'alliages d'aluminium aéronautiques*. Thèse de doctorat, École Centrale de Lyon. (p. 35)

LISTE DES FIGURES

I.1	Schéma de fonctionnement d'un turboréacteur	24
I.2	Schéma de fonctionnement d'un turboréacteur à double flux et double corps	25
I.3	Moteurs de CFM International	26
I.4	Coupe d'un compresseur axial	26
I.5	Différentes conceptions de liaison aube/disque	27
I.6	Photos de liaison aube-disque	27
I.7	Contact aube/disque et sollicitations subies	28
I.8	Disque et plaque de scellement	31
I.9	Pied d'aube endommagé	31
I.10	Contacts de référence	34
I.11	Modes de fretting	35
I.12	Conditions de sollicitations pour des essais de fretting	36
I.13	Cycle de fretting	37
I.14	Force tangentielle appliquée à un contact sphère-plan	38
I.15	Type de glissement en fonction de δ^* et F_t^*	39
I.16	Bûches de fretting en fonction du régime	40
I.17	Carte de fretting	40
I.18	Types d'usure	41
I.19	Circuit tribologique	46
I.20	Sites et modes d'accommodation	47
I.21	Chaînes de forces	50
I.22	Schéma du contact entre particules en DEM	52
I.23	Loi de contact normale	52
I.24	Modèles d'usure en FEM	55
I.25	Modélisations du 3 ^e corps en DEM	56
I.26	Vue MEB du 3 ^e corps	57
I.27	Échelles de modélisation du contact	58
I.28	Stratégie de l'étude	59
II.1	Schéma des corps déformables et rigides	62

II.2	Détection des contacts sur MELODY	63
II.3	Schéma de principe du solveur de MELODY2D	64
II.4	Schéma du modèle numérique pour l'étude des régimes d'écoulement	65
II.5	Coefficient de frottement en fonction de \tilde{E} et \tilde{c}	68
II.6	Microstructure du troisième corps en fonction de \tilde{E} et \tilde{c}	69
II.7	Aperçu des mouvements de corps rigides	70
II.8	Champ de vitesse interpolé des particules	71
II.9	Schéma de calcul de la cohérence	72
II.10	Champ de cohérence extrait	73
II.11	Cohérence filtré et empilée pour les cas A à F	75
II.12	Cohérence filtré et empilée pour le cas G	76
II.13	Proportion de grains dans des structures en fonction de \tilde{E} et \tilde{c}	77
II.14	Fonction de densité de probabilité pour $\tilde{\omega}$ et D	78
II.15	$\tilde{\omega}$ en fonction de \tilde{E} et de F_S	79
II.16	Représentation cylindrique de la cohérence	79
II.17	D en fonction de \tilde{c}	80
II.18	μ en fonction de $\tilde{\omega}$	81
II.19	μ_B en fonction de $\tilde{\omega}$ et μ_S en fonction de D	82
II.20	Exemple d'erreur importante au cours d'une simulation	85
II.21	Schéma du modèle numérique pour le mass-scaling	87
II.22	Erreur maximale moyenne \bar{e}_{\max} en fonction des paramètres de mass-scaling	89
II.23	Erreur \bar{e}_{\max} commise en fonction de Δt fixé et de mass-scaling ou non	90
III.1	Vue MEB des particules de 3 ^e corps	92
III.2	Schéma des descripteurs de Fourier	93
III.3	Pavage de Voronoï	94
III.4	Particules générées par Packing2D	95
III.5	Schéma général des simulations menées sur MELODY2D	97
III.6	Position des points de mesure dans le premier corps inférieur	99
III.7	Code QR pour accéder aux animations	100
III.8	Morphologie du 3 ^e corps pour les 5 régimes étudiés avec 700 particules	101
III.9	Cohérence pour les simulations à 700 particules	103
III.10	Répartition des structures en fonction de D	104
III.11	Répartition des structures en fonction de $\tilde{\omega}$	105
III.12	Répartition des structures en fonction de \mathcal{V}	105
III.13	D en fonction du temps pour les cinq régimes avec 700 particules	106
III.14	μ en fonction du temps pour les cinq régimes avec 700 particules	107
III.15	Champs de σ_{VM} pour les simulations de 700 particules	110
III.16	σ_{VM} en fonction de la profondeur	111
III.17	Carte de σ_{VM} à différentes profondeurs pour \mathcal{A}_m	112
III.18	Carte de σ_{VM} pour 700 particules pour les 5 régimes	113
III.19	Type d'endommagement en fonction de T_X	115
III.20	Schéma de détermination de l'endommagement	117

III.21	Répartition des modes d'endommagement en fonction de la profondeur avec 700 particules	118
III.22	Endommagement d'aspérité	119
III.23	Morphologie du 3 ^e corps pour les 5 régimes étudiés avec 300 particules . . .	121
III.24	Morphologie du 3 ^e corps pour les 2 premiers régimes étudiés avec 1100 particules	121
III.25	Morphologie du 3 ^e corps pour les 3 derniers régimes étudiés avec 1100 particules	122
III.26	Boîte à moustache de μ	123
III.27	μ en fonction de D pour les 15 simulations	123
III.28	σ_{VM} en fonction de la profondeur pour \mathcal{P} et \mathcal{G}	124
III.29	σ_{VM} en fonction de la profondeur pour \mathcal{A}_V	125
III.30	Répartition des modes d'endommagement en fonction de la profondeur pour \mathcal{P} et \mathcal{G}	126
III.31	Répartition des modes d'endommagement en fonction de la profondeur pour \mathcal{A}_V	127
III.32	σ_{VM} pour le régime \mathcal{A}_e	128
III.33	Endommagement en fonction de D pour les 15 simulations	129
III.34	Consigne de vitesse V imposée au 1 ^{er} corps supérieur	131
III.35	Morphologie du 3 ^e corps pour les 5 régimes avec 700 particules lors de l'inversion du sens de glissement	132
III.36	σ_{VM} dans le 3 ^e corps pour le régime \mathcal{G}^{700} avec 700 particules lors de l'inversion du sens de glissement	132
III.37	Cycle de fretting pour les cinq régimes avec 700 particules	134
III.38	K_p en fonction de D pour les 15 simulations	135
III.39	Carte de σ_{VM} pour les 5 régimes avec V non constant	136
III.40	Endommagement subi pour les 5 régimes avec V non constant	137
III.41	Consigne de vitesse V imposée au 1 ^{er} corps supérieur	138
III.42	Simulations avec 700 particules lors de l'ouverture du contact	140
IV.1	Vues du support inférieur	143
IV.2	Vues du support supérieur	143
IV.3	Vue trimétrique du bâti, de la butée et des supports	144
IV.4	Photos du banc LaRa avec le microscope	146
IV.5	Photos du banc LaRa avec la caméra	147
IV.6	Image MEB de poudre de Ti6Al4V	148
IV.7	Représentation du tas de poudre dans la rainure	149
IV.8	Exemple de photos prises à l'aide du microscope sur le banc LaRa	151
IV.9	Exemple de photos prises à l'aide de la caméra sur le banc LaRa	152
IV.10	Traitement numérique des photographies	153
IV.11	Extraction de la position de la lame et du fond de la rainure	154
IV.12	Courbe force-déplacement	154
IV.13	Vues MEB de poudre compressée	156
IV.14	Compaction du tas de poudre sur MELODY2D	157

IV.15	Vue du modèle numérique sur MELODY2D	158
IV.16	Simulation LaRa avec 320 particules	159
IV.17	Courbe charge-déplacement numérique	159
IV.18	Comparaison avec et sans adhésion	161
IV.19	Courbe de charge-déplacement pour $c = 40$ MPa	162
A.1	D et μ en fonction du temps pour les cinq régimes avec 300 particules . . .	172
A.2	D et μ en fonction du temps pour les cinq régimes avec 1100 particules . .	173
A.3	F_t en fonction de la distance parcourue pour les cinq régimes avec 300 et 1100 particules	174
A.4	μ en fonction de la distance parcourue pour les cinq régimes avec 300 et 1100 particules	175
A.5	μ en fonction de la distance parcourue pour les cinq régimes avec 700 particules	176
A.6	μ en fonction du temps pour les cinq régimes avec 700 particules avec le profil de vitesse défini sur la figure III.34	177
A.7	μ en fonction du temps pour les cinq régimes avec 300 et 1100 particules . .	178
A.8	Morphologie du 3 ^e corps pour les 5 régimes avec 300 particules lors de l'inversion du sens de glissement	179
A.9	Morphologie du 3 ^e corps pour les 5 régimes avec 1100 particules lors de l'inversion du sens de glissement	179
A.10	σ_{VM} en fonction du temps pour les cinq régimes avec 300 et 700 particules .	180
A.11	σ_{VM} en fonction du temps pour les cinq régimes avec 1100 particules	181
A.12	σ_H en fonction du temps pour les cinq régimes avec 300 et 700 particules .	182
A.13	σ_H en fonction du temps pour les cinq régimes avec 1100 particules	183
A.14	Modes d'endommagements en fonction du temps pour les cinq régimes avec 300 et 700 particules	184
A.15	Modes d'endommagements en fonction du temps pour les cinq régimes avec 1100 particules	185

LISTE DES TABLEAUX

I.1	Principales propriétés de l'alliage Ti6Al4V	29
II.1	Paramètres du solveur de MELODY2D	64
II.2	Valeurs des paramètres de mass-scaling	88
III.1	Valeurs des paramètres de génération des particules	93
III.2	Valeurs de \tilde{E} et de \tilde{c} pour les différents régimes	98
III.3	Valeurs de T_X dans certains cas particuliers	114
B.1	Synthèse des régimes d'écoulement avec 700 particules uniquement	189
B.2	Synthèse des régimes d'écoulement (influence de l'épaisseur de 3 ^e corps)	190
B.3	Synthèse des régimes d'écoulement (influence du changement de sens)	191
B.4	Synthèse des régimes d'écoulement (ouverture du contact)	191

LISTE DES ALGORITHMES

I.1	Algorithme de Verlet	54
II.1	Algorithme de mass-scaling pour MELODY2D	86

LISTE DES CRÉDITS

I.1	J. Dahl	24
I.2	K. Aainsqatsi	25
I.3	Safran	26
I.4	D. Vioux / L'Avionnaire	26
I.5	D. Vioux / L'Avionnaire	27
I.6	Safran	27
I.8	SACAA	31
I.9	Droits réservés	31
I.16	S. Fouvry	40
I.18	B. Bhushan	41
I.21	R. Behringer	50
I.25	N. Fillot ; H.-P. Cao	56
I.26	Safran Aircraft Engines	57
II.1	G. Mollon	62
II.2	G. Mollon	63
III.1	Safran Aircraft Engines	92
III.2	G. Mollon	93
III.19	M. Brünig	115
III.22	J.-F. Molinari	119
IV.6	AP&C	148

Les figures, images et photographies non créditées sont l'œuvre de l'auteur et sont partageables sous la licence CC-BY-NC-SA (attribution de l'œuvre à l'auteur, utilisation non commerciale et partage dans les mêmes conditions).



FOLIO ADMINISTRATIF

THÈSE DE L'UNIVERSITÉ DE LYON OPÉRÉE AU SEIN DE L'INSA LYON

NOM : BOUILLANNE

DATE de SOUTENANCE : 08/07/2022

Prénoms : Olivier, Guillaume, Alexandre

TITRE : Modélisation, caractérisation et conséquences des régimes d'écoulement de troisième corps : application au fretting dans la perspective d'une approche multi-échelle prédictive.

NATURE : Doctorat

Numéro d'ordre : 2022LYSEI066

École doctorale : Mécanique, Énergétique, Génie Civil et Acoustique (MÉGA)

Spécialité : Génie Mécanique

RÉSUMÉ : Dans certains contacts secs, comme dans le cas du fretting, le mouvement relatif entre les deux corps génère des débris d'usure. Ces débris, mélangés à des particules extérieures, forment le troisième corps. Ce troisième corps joue plusieurs rôles, et permet notamment de transmettre les charges tout en accommodant les vitesses. La compréhension de l'influence des écoulements de troisième corps au sein du contact forme l'enjeu de cette thèse.

Plusieurs axes d'études sont examinés. Des simulations numériques sont menées à l'aide de MELODY2D. Ce logiciel permet de représenter le troisième corps comme un ensemble de particules déformables. En fonction des propriétés de ces particules, le troisième corps adopte des comportements différents : plastiques, granulaire ou aggloméré. Ces régimes d'écoulement génèrent des contraintes, puis des endommagements susceptibles de causer de l'usure. D'autres paramètres ont des conséquences sur cette usure : l'épaisseur de troisième corps et le sens de glissement. Pour analyser ces résultats numériques, un outil mathématique est développé : la cohérence. Il permet de quantifier le phénomène d'agglomération.

La caractérisation du troisième corps issu d'essais expérimentaux fait l'objet d'un banc expérimental, conçu à cette occasion. Couplé à des simulations numériques, il pourrait permettre de déterminer expérimentalement les régimes d'écoulement de troisième corps qui se trouvent dans les contacts.

Ces résultats ouvrent la voie vers une prise en compte du comportement et des régimes d'écoulement du troisième corps dans l'interface, et permettent d'envisager un modèle multi-échelle de l'usure.

MOTS-CLÉS : Contact sec, fretting, usure, DEM, régimes d'écoulement, troisième corps, tribologie.

Laboratoire de recherche : Laboratoire de Mécanique des Contacts et des Structures (LaMCoS)

Directeur de thèse : Aurélien SAULOT

Président de jury : Frédéric LEBON

Composition du jury : Axelle AMON, Roberto DE SOUZA, Vincent MAGNIER, Mathieu RENOUF, Aurélien SAULOT