



Modélisation multi-physique du comportement tribologique du contact balai-collecteur, cas des démarreurs stop-start

Chaoqun Zeng

► To cite this version:

Chaoqun Zeng. Modélisation multi-physique du comportement tribologique du contact balai-collecteur, cas des démarreurs stop-start. Génie civil. Université Montpellier, 2017. Français. NNT : 2017MONT029 . tel-01916412

HAL Id: tel-01916412

<https://theses.hal.science/tel-01916412>

Submitted on 8 Nov 2018

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.

THÈSE

Pour obtenir le grade de
Docteur

Délivré par l' **Université de Montpellier**

Préparée au sein de l'école doctorale :

Informations, Structures, Systèmes,

Et de l'unité de recherche :

Laboratoire de Mécanique et Génie Civil,

Spécialité : **Mécanique, Génie mécanique et Génie Civil.**

Présentée par : **Chaoqun ZENG**

**Modélisation multi-physique du
comportement tribologique du contact
balai-collecteur,
cas des démarreurs stop-start.**

Soutenue le 09/01/2017 devant le jury composé de :

M. Andras ELEOD	Pr.	Univ. de Budapest	Président
Mme. Christine BOHER	MdC	ENS Mines d'Albi-Carmaux	Rapporteur
M. Emmanuel BELLENGER	Pr.	Univ. de Picardie Jules Verne	Rapporteur
M. Laurent WALTZ	MdC	Univ. de Montpellier	Examineur
M. Mathieu RENOUF	CR	Univ. de Montpellier	Directeur
M. Yves BERTHIER	DR	INSA de Lyon	Co-directeur
M. Rachid HAMDI	Ing.	Valeo	Invité



Remerciements

Ce travail de thèse a été réalisé dans le cadre d’une convention CIFRE, établie entre le Laboratoire Mécanique et Génie Civil (LMGC), le Laboratoire de Mécanique des Contacts et des Structures (LaMCoS) et l’entreprise Valéo. Cette collaboration m’a permis d’acquérir une expérience humaine et professionnelle très enrichissante. Un environnement de travail agréable et de qualité a été assuré par la participation de nombreuses personnes. Je tiens à leur adresser ici mes sincères remerciements.

À ce titre, je suis, en premier lieu, très reconnaissant à mon directeur de thèse, Dr. Mathieu Renouf, pour le temps conséquent qu’il m’a accordé, ses qualités pédagogiques et scientifiques, sa franchise et sa sympathie, grace à qui j’ai appris à faire de la science et à découvrir la culture française.

Mes remerciements s’adressent également à Yves Berthier, mon co-directeur de thèse, pour son attention de tout instant sur mes travaux, pour ses conseils avisés et son écoute qui ont été prépondérants pour la bonne réussite de cette thèse.

Je suis également très reconnaissant à Rachid Hamdi, mon encadrant industriel, pour les heures de discussions passées pour concevoir un plan de validation expérimentale. Sans oublier Malek Aouadj, pour ses conseils très utiles.

Mes remerciement iront à Monsieur Eleod Andras pour avoir accepté d’être le président de jury lors de ma soutenance, et ce malgré des milliers de kilomètres à parcourir ; ainsi qu’à Madame Christine Boher, Monsieur Emmanuel Bellanger qui ont accepté la charge de rapporter mon travail. Je remercie également Monsieur Laurent Waltz pour sa présence dans le jury.

Je tiens tout particulièrement à remercier tous mes collègues doctorants ou anciens doctorants du LMGc et du LaMCoS qui m’ont soutenu tout au long de cette thèse. Je tiens notamment à remercier Bili, PTa, Lo, Maria, David, Paul, Kajetek, Jérôme, Matthieu, Guillaume, Mahmoud, Fatima, Lhassan, Thanh Hai, Benjamin, Éric, Daniel, Gilles, Duc Han, Riccardo, Adil, Tarik et Cécile et bien d’autres. Je pense notamment à nos sorties canoë + barbecue qui ont été vraiment très agréables.

Je termine avec ma famille, qui a su me suivre et m’encourager malgré la distance qui nous sépare.

Sommaire

Remerciements	ii
Sommaire	iii
Introduction	1
1 Recherches bibliographiques	5
1.1 Démarreur électrique	7
1.1.1 Historique	7
1.1.2 Démarreur <i>stop-start</i>	8
1.1.3 Structure interne d'un démarreur moderne	8
1.2 Système de contact balai-collecteur	9
1.2.1 Éléments du système	9
1.2.2 Contraintes subies par le système	10
1.2.3 Défaillance liée à l'augmentation du nombre de démarrages	11
1.2.4 Balai métal-graphite	12
1.3 Résistance de contact	13
1.3.1 Résistance de constriction	13
1.3.2 Contact de Hertz	15
1.3.3 Modèle de Bowden et Tabor	16
1.4 Usure des balais - aspect mécanique	19
1.4.1 Modèle d'Archard	19
1.4.2 Influence des effets physico-chimiques	20
1.4.3 Triplet tribologique	21
1.5 Usure des balais - aspects électriques	23
1.5.1 Influence de l'effet Joule	24
1.5.2 Arcs électriques	25
1.5.3 Champ électrique	26
1.5.4 Effet électro-lubrification	26
1.6 Modèles numériques	28
1.6.1 Introduction	28
1.6.2 Modèles analytiques et semi-analytiques	29
1.6.3 Méthode des Éléments Finis	30
1.6.4 Modèle de dégradation locale par DEM	31
1.6.5 Comparaison entre les différents modèles	32
1.7 Conclusions du chapitre	33

2	La méthode des éléments discrets et ses extensions multi-physique	37
2.1	Introduction du chapitre	38
2.2	Cadre mécanique	38
2.2.1	Introduction	38
2.2.2	<i>Non-Smooth Contact Dynamics</i>	39
2.2.3	Détection des contacts du milieu étudié	40
2.2.4	Intégration temporelle	41
2.2.5	Lois d'interaction	43
2.2.5.1	Pour les premiers corps.	43
2.2.5.2	Pour le troisième corps	45
2.2.6	Identification des paramètres	46
2.3	Cadre électrique	50
2.3.1	Introduction	50
2.3.2	Formulation générale	50
2.3.3	Résistance locale	52
2.3.3.1	Pour les premiers corps	52
2.3.3.2	Pour le troisième corps	55
2.4	Cadre thermique	57
2.4.1	Introduction	57
2.4.2	Formulation générale	57
2.4.3	Flux conductif	58
2.4.4	Flux génératif	59
2.4.4.1	Source mécanique	59
2.4.4.2	Source électrique	60
2.4.5	Validations numériques	61
2.4.5.1	Validation dans les premiers corps	61
2.4.5.2	Validation dans le troisième corps	62
2.5	Synthèse	64
2.5.1	Schéma de résolution multi-physique	64
2.5.2	Stratégie numérique	66
3	Dynamique du troisième corps	67
3.1	Introduction	68
3.2	Modèle numérique	68
3.2.1	Présentation du modèle	68
3.2.2	Définition des mesures et identificateurs globaux	70
3.3	Résultats et discussions	72
3.3.1	Aspects mécaniques	72
3.3.2	Mesure électrique	74
3.3.3	Discussion	77
3.4	Influence de la composition	78
3.4.1	Introduction	78
3.4.2	Résultats et discussion	79
3.5	Conclusion	81
4	Étude de la dégradation d'un Volume Élémentaire Représentatif	83

4.1	Introduction	84
4.1.1	Construction d'un VER	84
4.1.2	Présentation des conditions limites	85
4.1.3	Mesures numériques	87
4.2	Comportement en absence de courant	88
4.2.1	Effet de la pression P	88
4.2.2	Effet de la vitesse V	89
4.2.3	Discussions	92
4.2.4	Dépendance en Dureté	92
4.2.5	Conclusions intermédiaires	94
4.3	Prise en compte de l'effet du courant électrique	94
4.3.1	Introduction	94
4.3.2	Modèle numérique	97
4.3.3	Résultats et discussions	98
4.3.4	Effet couplé avec les contraintes mécaniques	99
4.3.5	Influence de la résistivité électrique	101
4.4	Discussions sur le scénario de l'usure électrique	102
5	Étude d'un mélange binaire simple	105
5.1	Introduction du chapitre	106
5.2	Caractérisation expérimentale des propriétés physiques	106
5.2.1	Balais composites	106
5.2.2	Modèle par la méthode des éléments discrets	107
5.2.3	Essai de compression	108
5.2.4	Mesure de la résistivité électrique	110
5.2.5	Mesure de la conductivité thermique	111
5.2.6	Comparaison des résultats expérimentaux et numériques	112
5.3	Étude des propriétés tribologiques	113
5.3.1	Introduction	113
5.3.2	Présentation du tribomètre Brush-lab	114
5.3.3	Comportement tribologique dans le cas sans courant	115
5.3.4	Comportement tribologique en présence du courant électrique	117
5.4	Comparaison avec résultats numériques	119
5.5	Conclusions du chapitre	120
	Conclusions et perspectives	121
	Bibliographie	123
	Liste des figures	132

Introduction

Dans l'industrie automobile, les réglementations sont devenues de plus en plus sévères concernant l'émission des gaz à effet de serre. En 2000, l'Union Européenne a publié une nouvelle norme concernant l'émission de CO₂ pour les véhicules particuliers, demandant de réduire l'émission actuelle par deux avant 2020 (voir Figure 1). Pour atteindre cet objectif, les constructeurs automobiles ainsi que leurs collaborateurs proposent alors des technologies innovantes comme les systèmes hybrides ou micro-hybrides, afin de réduire l'émission de CO₂ dans des phases non utiles au fonctionnement comme la phase d'arrêt.

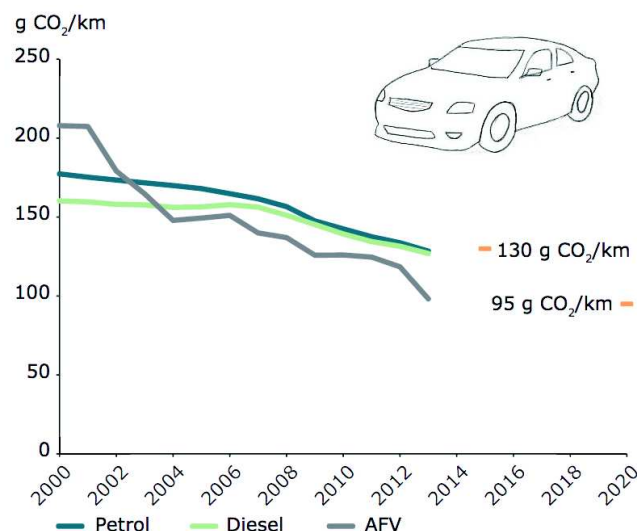


FIGURE 1 – Évolution de la norme européenne concernant l'émission du CO₂ pour les véhicules particuliers par l'Agence Européenne de l'Environnement [2]. L'objectif est d'atteindre 130 g/km (5,8 L/100 km pour diesel) en 2015 et 95 g/km (4,1 L/100 km pour diesel) en 2020 pour les véhicules essence, diesel et carburant de substitution (Alternative Fuel Vehicle).

Le développement du système «stop-start» s'inscrit dans ce contexte de réduction des émissions polluantes. Elle permet de couper le moteur thermique en cas de veille (au feu rouge ou lors de bouchons par exemple), situation souvent rencontrée dans une circulation en ville. Son principe de fonctionnement est très simple : un système électronique capable de détecter l'enfoncement de la pédale de frein à pied est mis en place. Lorsque le frein reste fermé pendant une certaine durée (3 s pour la Citroën C3 par exemple) et que la vitesse du véhicule descend en dessous de 5 km/h, le système de commande

numérique coupe l'injection du carburant, donc la consommation inutile. Pour remettre le véhicule en circulation, il suffit alors d'enlever le pied de la pédale et d'appuyer sur l'accélérateur ; le démarreur électrique entraîne le moteur thermique pour re-démarrer instantanément ($< 0,5$ s). Selon les statistiques, cette technologie permet de réduire jusqu'à 15% d'émission dans des trajets urbains [97]. D'où l'intérêt du système «stop-start».

Le démarreur stop-start hérite d'un nouveau rôle par rapport à un démarreur classique, qui est d'assurer le redémarrage instantané du moteur thermique en cas de mise en veille. Ainsi, le nombre de démarrages estimés passe de 30 000 cycles pour les démarreurs classiques à 300 000 cycles, voire 450 000 cycles pour les démarreurs stop-start de certains constructeurs automobiles. Cependant, des difficultés technologiques sont liées à cette augmentation brutale du nombre de cycles. Plusieurs parties du démarreurs sont directement impactées par une telle fréquence d'utilisation et parmi eux, le système de contact balai-collecteur est particulièrement vulnérable. Le mode de défaillance du démarreur le plus rencontré est une usure excessive des balais, entraînant une perte de contact électrique et donc un dysfonctionnement du démarreur. Face aux exigences de plus en plus sévères des constructeurs automobiles, une compréhension du fonctionnement du système de contact balai-collecteur est nécessaire pour pouvoir proposer des améliorations afin de le renforcer. La compréhension et le contrôle de la dégradation du système de contact sont donc cruciaux pour une bonne endurance des démarreurs stop-start.

Le contact balai-collecteur est soumis à des contraintes mécaniques et électriques très sévères. Par conséquent, la compréhension du comportement tribologique d'un contact électrique glissant est particulièrement importante. Par rapport à un contact mécanique pur, l'influence du courant électrique se manifeste via trois mécanismes, l'échauffement par effet Joule, les arcs électriques et le champ électrique. Ces trois mécanismes peuvent donner des influences significatives sur le comportement tribologique du contact. Cette compréhension est nécessaire d'une part pour pouvoir expliquer les observations expérimentales au niveau balai-collecteur au macroscopique concernant les différents comportements en terme de frottement et d'usure, d'autre part pour pouvoir sélectionner parmi les nombreuses nuances de balai proposées, la meilleure candidate pour le système de contact. L'instrumentation in situ d'un contact étant délicate, il faut en reconstituer la vie tribologique à partir de modélisations numériques. Cette reconstruction doit se faire en gardant un lien étroit avec l'approche expérimentale.

Pour pouvoir modéliser l'influence du courant électrique sur le comportement tribologique du contact, nous proposons des modèles par éléments discrets enrichis en prenant en compte les effets mécaniques, électriques et thermiques dans le contact. La méthode des éléments discrets est intéressante car elle permet de modéliser la dégradation des premiers corps et la génération du troisième corps. Mais la méthode classique ne marche que pour certains types de couplage (mécano-électrique [78], thermo-mécanique [88]), il faut l'enrichir pour pouvoir prendre en compte l'effet Joule, les arcs électriques et le champ électrique. Dans ce manuscrit, nous allons faire un premier pas pour inclure l'effet Joule

dans le modèle, ainsi qu'une dépendance des propriétés mécaniques en fonction de la température est implémentée. Le manuscrit est organisé comme suit :

Le Chapitre 1 donne une présentation succincte de l'état de l'art de la problématique. Comme nous ciblons une méthode de modélisation numérique, des résultats d'essais et de modèles numériques sont passés en revue. Le choix de la méthode par éléments discrets est fait en comparant les avantages et les inconvénients des méthodes numériques disponibles dans la littérature.

Le Chapitre 2 présente la construction du modèle multi-physique par la méthode des éléments discrets. Basés sur les travaux antérieurs concernant les aspects mécaniques [21], électriques [78] et thermiques [87], nous proposons d'unifier ces approches et présentons un algorithme permettant de résoudre le couplage multi-physique du contact.

Le Chapitre 3 utilise un modèle simplifié du contact pour modéliser l'influence du troisième corps sur le coefficient de frottement et sur la résistance de contact. Le nombre inertiel est introduit pour comparer différents régimes d'écoulement du troisième corps. L'évolution du coefficient de frottement et de la résistance de contact est discutée dans ce chapitre.

Le Chapitre 4 se focalise sur les modes de dégradation du balai. Basé sur un modèle dégradable, l'influence des facteurs mécaniques (pression, vitesse) est discutée en premier. Ensuite l'effet du courant électrique est étudié via un modèle enrichi en prenant en compte l'échauffement par effet Joule.

Le Chapitre 5 vise à comparer les résultats de modèle numérique et cinq nuances de balai proposées. Nous sommes particulièrement intéressés par l'influence des constituants métallique (cuivre) sur le comportement tribologique des balais métal-graphite. Ces cinq nuances de balai métal-graphite contenant des proportions métalliques très variées ont été testées et comparées aux résultats numériques. Le but est également de trouver une composition optimale de balai.

Chapitre 6 fait un résumé global des travaux effectués pendant la thèse et propose quelques pistes pour enrichir le modèle, afin de proposer un modèle plus réaliste.

Chapitre 1

Recherches bibliographiques

Sommaire

1.1 Démarreur électrique	6
1.1.1 Historique	6
1.1.2 Démarreur <i>stop-start</i>	7
1.1.3 Structure interne d'un démarreur moderne	7
1.2 Système de contact balai-collecteur	8
1.2.1 Éléments du système	8
1.2.2 Contraintes subies par le système	9
1.2.3 Défaillance liée à l'augmentation du nombre de démarrages	10
1.2.4 Balai métal-graphite	11
1.3 Résistance de contact	12
1.3.1 Résistance de constriction	12
1.3.2 Contact de Hertz	14
1.3.3 Modèle de Bowden et Tabor	15
1.4 Usure des balais - aspect mécanique	18
1.4.1 Modèle d'Archard	18
1.4.2 Influence des effets physico-chimiques	19
1.4.3 Triplet tribologique	20
1.5 Usure des balais - aspects électriques	22
1.5.1 Influence de l'effet Joule	23
1.5.2 Arcs électriques	24
1.5.3 Champ électrique	25
1.5.4 Effet électro-lubrification	25
1.6 Modèles numériques	27
1.6.1 Introduction	27
1.6.2 Modèles analytiques et semi-analytiques	28

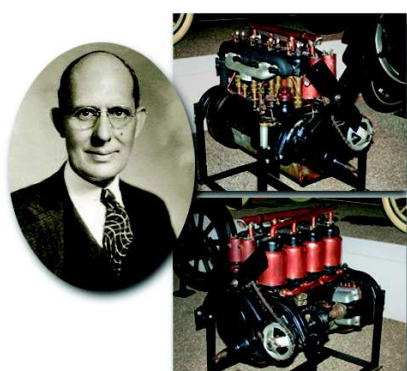
1.6.3	Méthode des Éléments Finis	29
1.6.4	Modèle de dégradation locale par DEM	30
1.6.5	Comparaison entre les différents modèles	31
1.7	Conclusions du chapitre	32

1.1 Démarreur électrique

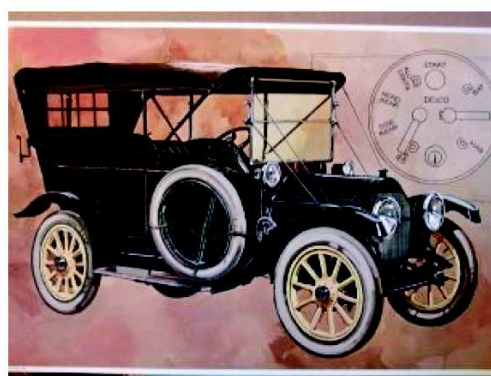
1.1.1 Historique

(–extrait de l'encyclopédie automobile)

À sa naissance, le démarrage d'un moteur à combustion interne nécessitait un dispositif manuel pour la mise en rotation : un système de kick-start pour les motos, un système de bielle-manivelle pour les automobiles et la rotation d'hélice pour les avions. Ces systèmes manuels existent encore à ce jour dans certains machines, comme les tracteurs agricoles par exemple. Le premier démarreur électrique est inventé par Charles Kettering en 1911, travaillant à l'époque dans l'entreprise Delco (Dayton Engineering Laboratories Company) [99]. Son invention est en fait une dynastart (voir Figure 1.1 a), un moteur électrique à deux fonctions "dynamo" et "start" : il est engagé en permanence par pignons en bout de vilebrequin. Quand le moteur à essence est en marche, du courant est généré ainsi par le moteur électrique, qui fonctionne comme une "dynamo", ce courant est stocké dans une batterie qui fournit l'énergie nécessaire au moteur électrique pour démarrer (start) le moteur à essence. L'introduction sur la Cadillac modèle 30 (voir Figure 1.1 b) d'un véritable démarreur associé à une dynamo et une batterie de 6 volts donne subitement un "coup de vieux" aux véhicules de la concurrence. Un an plus tard, en juillet 1912, le très rigoureux Royal Automobile Club of Great Britain teste une Cadillac modèle 30 en exécutant 1 000 démarrages et arrêts consécutifs afin d'éprouver la fiabilité mécanique du nouveau procédé. Les résultats sont sans appel et la firme Cadillac Motor Car Co. reçoit pour la deuxième fois le prestigieux Dewar Trophy [56].



(a) dynastart inventé par C. Kettering



(b) Cadillac 30 équipé de démarreur électrique

FIGURE 1.1 – Invention du démarreur électrique.

L'évolution de la technologie permet de décomposer la machine initiale en deux parties reliées aux phases de fonctionnement. C'est l'apparition du couple alternateur et démarreur. Cette décomposition permet de réduire l'encombrement de la machine initiale et d'augmenter leur durée de vie respective. Aujourd'hui, un démarreur électrique moderne est souvent un moteur électrique à courant continu, qui n'est sollicité que lorsqu'on démarre le véhicule.

1.1.2 Démarreur *stop-start*

Appelé également «micro-hybride», le système stop-start a été introduit dans le but de réduire le temps de mise en veille des moteurs thermiques, réduisant ainsi les émissions polluantes. En effet, dès que le véhicule s'immobilise, le moteur est coupé : il n'émet donc aucune nuisance sonore et les vibrations disparaissent.

Si le système a connu des débuts timides, il bénéficie, aujourd'hui, nombreuses raisons pour se généraliser aux véhicules sujets à beaucoup d'arrêts (citadines et utilitaires). Le coup de fouet à la technique viendra des gouvernements européens qui commencent à encourager financièrement la baisse des émissions de CO₂ des automobiles. Cette technologie assez simple apportant un effet mesurable sur le cycle européen de mesure de la consommation en ville, elle est alors très vite adoptée de manière généralisée à partir de la fin des années 2000 [99]. En 2010, près de 1,9 millions de véhicules neufs commercialisés en Europe, soit 13% des ventes, étaient dotés d'un stop-start. Le niveau de prix des carburants et les flambées ponctuelles le rendent essentiel. La donne environnementale, la réduction des émissions de CO₂ devient un impératif justifiant sa généralisation. Enfin, avec l'essor du véhicule électrique, le dispositif concrétise la version "light" ou basique des VE, les "mild hybrides" ou micro-hybrides.

1.1.3 Structure interne d'un démarreur moderne

Fonctionnant sur la base de la force de Laplace, la structure interne d'un démarreur est assez simple (c.f. Figure 1.2). Un contacteur permet de fermer le circuit électrique lorsqu'on passe la commande de démarrage, le démarreur est ensuite alimenté par la batterie et entraîne le moteur thermique via un pignon sortant. Le moteur thermique commence alors à tourner et devient autonome au bout de quelques secondes. Lorsque le démarrage est terminé, le contacteur retourne à l'état ouvert et le démarreur n'est plus engagé, il est au repos.

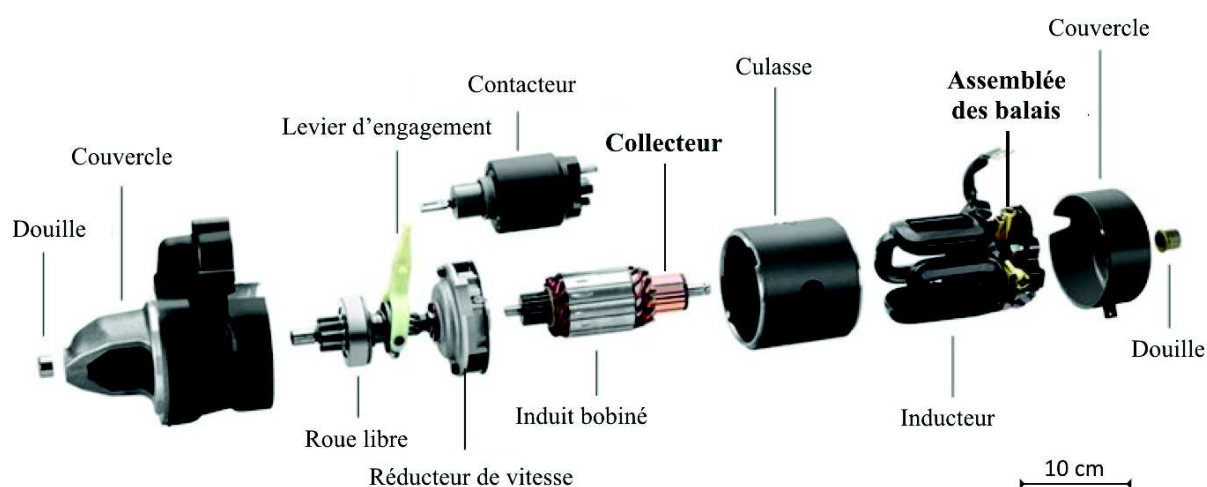


FIGURE 1.2 – Les composants d'un démarreur électrique moderne.

1.2 Système de contact balai-collecteur

Situé à l'arrière du démarreur (c.f. Figure 1.2), le système de contact balai-collecteur a pour rôle de transmettre le courant électrique de la partie fixe (batterie) vers la partie tournante (induit). C'est donc une partie importante du démarreur. Lorsque le système tombe en panne, l'alimentation du courant électrique est rompue et le démarreur cesse de fonctionner.

1.2.1 Éléments du système

Le système de contact balai-collecteur est composé (voir Figure 1.3) :

- d'une cage pour contraindre la position de chaque balai ;
- d'un ressort sur chaque balai pour maintenir le contact ;
- d'un nombre de balais anodes (courant entrant) égal au nombre de balais cathodes (courant sortant) ;
- d'un collecteur composé d'un nombre impair de lames en cuivre, solidaire de la partie tournante (bobine).

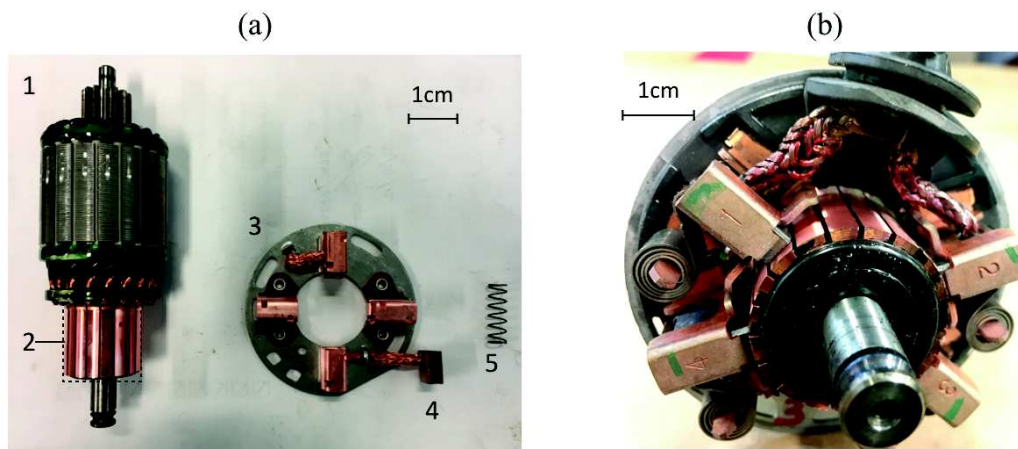


FIGURE 1.3 – Système de contact balai-collecteur avec une vision désassemblée (a) : 1, induit, 2, collecteur, 3, rondelle porte-balais, 4, balai métal-graphite, 5, ressort ; et vision assemblée (b). Le ressort illustré dans (a) est un ressort hélicoïdal tandis que le ressort illustré dans (b) est un ressort spiral.

Pour le bon fonctionnement du démarreur, il faut que le système de contact assure une résistance électrique globale faible et stable, et ceci quelque soit la vitesse de rotation. Cette contrainte exige donc l'utilisation de matériau de faible résistivité électrique, conduisant à l'utilisation du cuivre pour le collecteur. Les balais, quant à eux, utilisent un mélange de cuivre et graphite pour avoir à la fois une faible résistivité électrique et un faible frottement.

1.2.2 Contraintes subies par le système

Comme tout moteur à courant continu, le principe de fonctionnement du démarreur repose sur la force de Laplace. Le passage d'un courant électrique I sous un champ magnétique B induit une force F perpendiculaire à la direction du courant et du champ magnétique (c.f. Figure 1.4) :

$$\vec{F} = I \times \vec{B}. \quad (1.1)$$

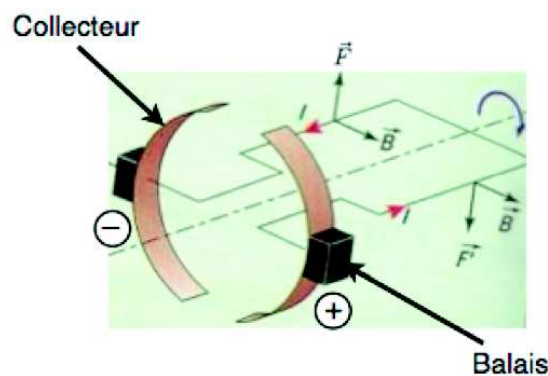


FIGURE 1.4 – Force de Laplace dans un démarreur.

La particularité d'un démarreur par rapport à un moteur à courant continu traditionnel est son mode de fonctionnement impulsionnel dont la durée d'un cycle de fonctionnement est estimée à moins de 3 s, avec une intensité de courant instantanée pouvant atteindre 1000 A¹. Cette quantité d'énergie instantanée reçue par le démarreur augmente rapidement sa température, et un temps de refroidissement est alors exigé avant un nouveau cycle de fonctionnement pour ne pas abimer le démarreur.

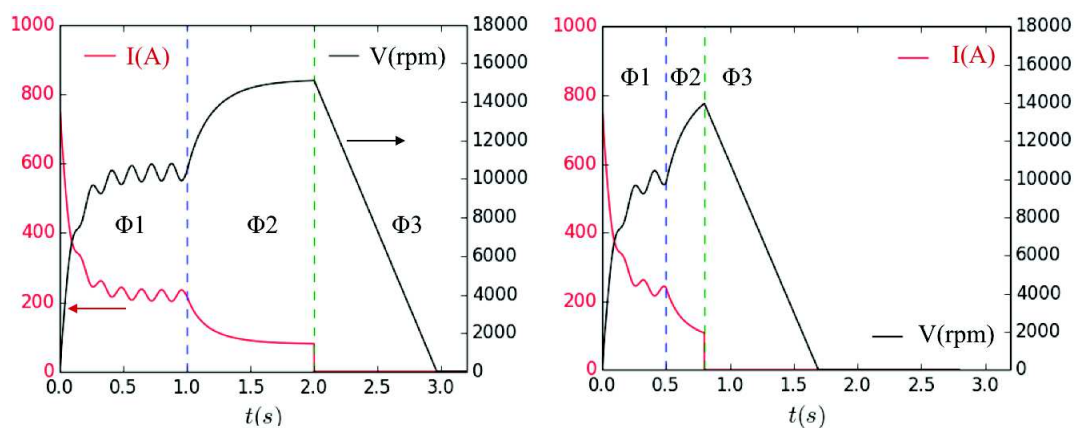


FIGURE 1.5 – Visualisation des signaux temporels (intensité de courant et vitesse de rotation) de deux cycles de démarrage pour un démarreur stop-start : cycle de démarrage classique (gauche) d'une durée totale de 3 s et cycle stop-start (droite) de 1,6 s.

Le fonctionnement d'un cycle de démarrage se divise en trois phases (c.f. Figure 1.5) :

1. Pour comparaison la densité de courant pour les moteurs de TGV est environ 300 A

- la phase d'entraînement, notée Φ_1 ;
- la phase roue libre, notée Φ_2 ;
- la phase d'arrêt, notée Φ_3 .

La phase d'entraînement est la phase principale de fonctionnement d'un démarreur. Sa durée est d'environ 1 seconde, dépendant des conditions de démarrage du moteur thermique. Pendant cette phase le démarreur entraîne le moteur thermique via un pignon sortant. Du aux frottements élevés du moteur thermique, l'intensité du courant électrique peut atteindre 1000 A.

Après la première phase vient la phase de roue libre, durant laquelle le moteur thermique est autonome. La vitesse de rotation du démarreur est élevée mais l'intensité du courant électrique baisse rapidement. La durée de cette phase est également estimée à moins de 1 seconde.

La troisième et dernière phase est la phase d'arrêt. Pendant cette phase l'alimentation électrique du démarreur est coupée ($I = 0$) et la bobine décélère linéairement vers l'arrêt total grâce au frottement au niveau du contact balai-collecteur.

1.2.3 Défaillance liée à l'augmentation du nombre de démarrages

Pour les démarreurs stop-start, le nombre de démarrage est estimé 10 fois plus grand que ceux des démarreurs classiques. Plusieurs parties du démarreur ont des risques de défaillance avec cette augmentation de nombre de démarrage, parmi lesquelles, le système de contact balai-collecteur est particulièrement vulnérable. Pour les démarreurs stop-start testés sur les bancs d'endurance, le mode de défaillance le plus souvent rencontré est une usure excessive des balais (voir Figure 1.6) entraînant une perte de contact électrique, i.e. le système de transmission de puissance électrique.

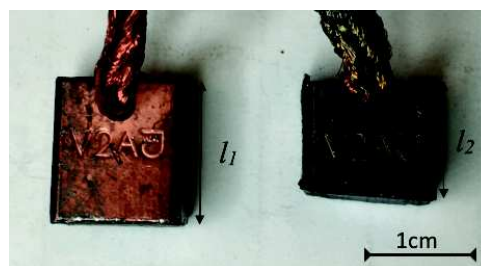


FIGURE 1.6 – Balai neuf (gauche) dont la longueur initiale est ($l_1=$) 12,25 mm et balai usé (droite) avec une longueur radiale l_2 de 9,72 mm après un essai d'endurance.

Dans le cas général, l'usure du collecteur est négligeable devant celle des balais. Nous nous intéressons alors aux différentes modes de dégradation des balais.

1.2.4 Balai métal-graphite

Les balais de démarreur utilisent des matériaux composites qui sont fabriqués à la base de frittage des poudres métalliques et des poudres de carbon, d'où le nom "balai métal-graphite". Le graphite est un lubrifiant solide dont le coefficient de *frottement*² est situé entre 0.15 et 0.2 dans des conditions favorables. Malgré sa réputation de bon conducteur électrique, la conductivité électrique du graphite est trois ordres de grandeur plus faible que celle des métaux. Vu l'intensité du courant traversant le contact balai-collecteur, les balais en graphite purs ne sont pas compatibles car ils sont trop résistifs. Des constituants métalliques comme du cuivre sont ajoutés pour diminuer la résistivité des balais, qui deviennent des balais métal-graphite. Ces balais profitent alors à la fois du faible coefficient de frottement et taux d'usure du graphite, et de la bonne conductivité électrique du cuivre.

La procédure de fabrication des balais est illustrée par la figure 1.7. Les matériaux bruts sous forme de poudre sont mélangés, broyés, malaxés, re-mélangés, avant de passer au four de frittage (c.f. Figure 1.7).

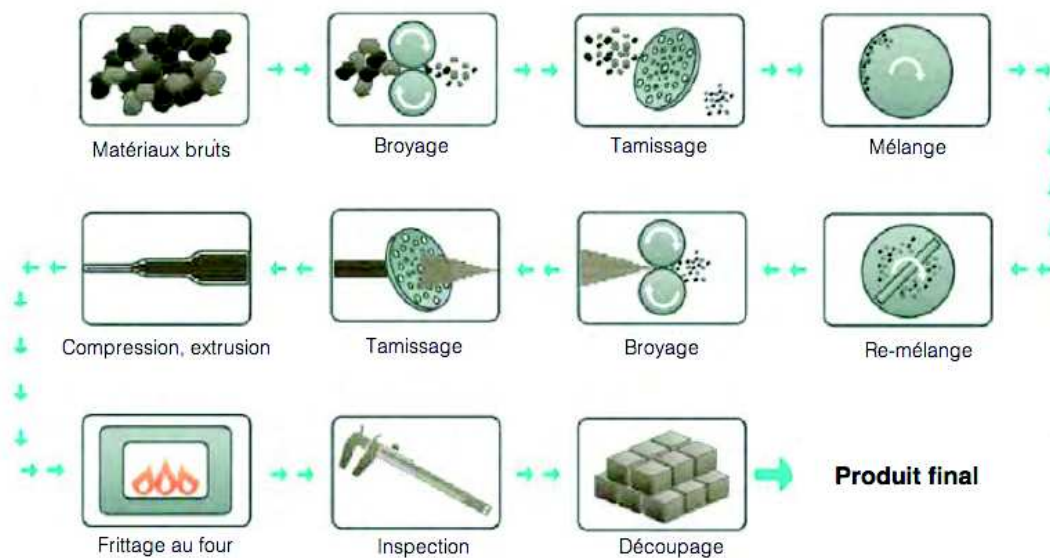


FIGURE 1.7 – La procédure standard de fabrication des balais métal-graphite [24].

Pour augmenter la performance électrique et mécanique du balai, divers additifs sont aussi ajoutés suivant les applications (c.f. Tableau 1.1). De la résine est souvent ajoutée comme un liant pour augmenter la liaison entre les grains de graphite. Une faible proportion de lubrifiant solide comme le MoS_2 (disulfure de molybdène) est souvent présente pour diminuer davantage le coefficient de frottement du contact. Des agents nettoyants comme des poudres de quartz en très faible proportion ($< 2\%$) sont également ajoutés permettant d'enlever une partie de la couche d'oxyde présente à la surface des lames pour éviter qu'elle ne dégrade significativement la performance électrique du contact.

2. Si tant est que l'on peut définir un coefficient de frottement simplement par une donnée matériau. Nous reviendrons plus tard sur cette notion.

Constituants	Pourcentage (%)	Densité de masse	Conductivité électrique
Unité	-	g/cm^3	S/m
Cuivre	60	8,9	$17 \cdot 10^5$
Graphite	32	2,1	$3 \cdot 10^2$
MoS ₂	4	2,1	0,02
Quartz	1	5	-

TABLE 1.1 – Les principales composants d’un balai métal-graphite.

La performance électrique est le premier critère de choix lors de la conception d’un système de contact balai-collecteur. Cette performance est indiquée par une résistance globale très faible, de l’ordre de quelques milli-ohms, ainsi que la stabilité de la résistance de contact pendant la durée de fonctionnement. Pour cette raison, nous proposons de commencer par revoir quelques résultats de recherche sur la résistance de contact dans la littérature.

1.3 Résistance de contact

La théorie de la résistance de contact a un grand intérêt industriel. On retrouve son utilisation dans les principaux types de connectique (connecteurs USB, puces dans les cartes bancaires) mais également dans les systèmes de transmission de puissance, comme le système de contact pantographe-caténaire ou le système balai-collecteur. Le sujet s’avère difficile et vaste puisque la résistance de contact est sensible à la moindre détail de surface. En effet, les surfaces, mêmes celles qui extrêmement polies, présentent toujours des rugosités à l’échelle microscopique. Seule une faible portion de la surface apparente est suffisamment rapprochée pour permettre aux électrons de circuler librement, appelée surface de contact effective. Les travaux théoriques de Maxwell [66], puis de Holm [85], permettent de montrer que la résistance de contact est directement proportionnelle à la taille de la surface de contact effective. Ainsi, dépendant des modes de déformations des surfaces (élastique, plastique ou encore élastoplastique), le comportement de la résistance de contact est très différent [8, 38]. Ici on propose d’analyser quelques modèles classiques de la résistance de contact pour revoir quelques notions importantes concernant les modes d’accommodation de surface, à savoir le modèle de déformation élastique de Hertz [43] puis le modèle de déformation plastique de Tabor [12].

1.3.1 Résistance de constriction

Les travaux de Holm [85] sont les premiers à s’intéresser à la résistance électrique du contact. Il propose de simplifier le problème en considérant le cas où un plan infini d’une très faible épaisseur et isolant électriquement sépare deux espaces homogènes (c.f. Figure 1.8). Une jonction circulaire de rayon a relie

ces deux demi-espaces remplis de matière homogène de résistivité électrique ρ . Les lignes de courant vont se rétrécir sur la jonction et s'élargir après, donnant la notion de la résistance de constriction R_c .

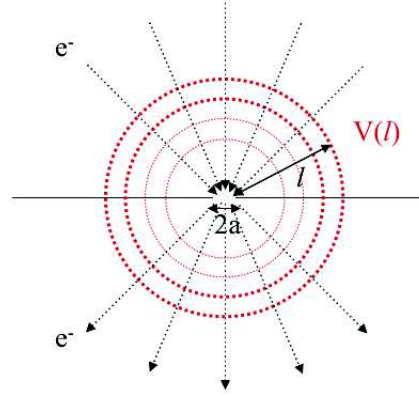


FIGURE 1.8 – Résistance de constriction selon Holm.

En se plaçant assez loin de la jonction, il est possible de tracer les surfaces équipotentiellles sous forme sphérique (c.f. Figure 1.8). Alors la résistance de constriction peut être obtenue par les calculs suivants :

$$\begin{aligned} dR_c &= \rho \frac{dl}{2\pi l^2}, \\ R_c &= 2 \int_a^l \rho \frac{dl}{2\pi l^2} = \frac{\rho}{\pi} \left(\frac{1}{a} - \frac{1}{l} \right). \end{aligned} \quad (1.2)$$

où l désigne la distance entre la surface équipotentielle et le centre de la section du contact, a le rayon du cercle de constriction.

Dans le cas général ($l \gg a$), l'équation (1.2) se simplifie en :

$$R_c = \frac{\rho}{\pi a}. \quad (1.3)$$

Cependant, la surface équipotentielle n'est pas toujours sphérique surtout proche de la zone de contact. Une correction sur les formes de la surface équipotentielle est alors nécessaire permettant d'aboutir à la formule de constriction de Holm [85] :

$$R_c = \frac{\rho}{2a}. \quad (1.4)$$

La formule de Holm est considérée comme valable pour une constriction circulaire. Le calcul est repris par plusieurs auteurs pour le cas d'une constriction elliptique puis rectangulaire [15], qui montrent que la formule reste valable pour la plupart des cas. Cependant, ces calculs font l'hypothèse d'une jonction parfaite, autrement dit sans couche d'oxyde présente à la surface.

Archard a souligné l'importance de la couche d'oxyde dans la résistance électrique de contact surtout pour les contacts métalliques. En effet, la plupart des surfaces métalliques est recouverte d'une couche d'oxyde très fine (c.f. Figure 1.9), qui a une résistivité électrique beaucoup plus élevée.

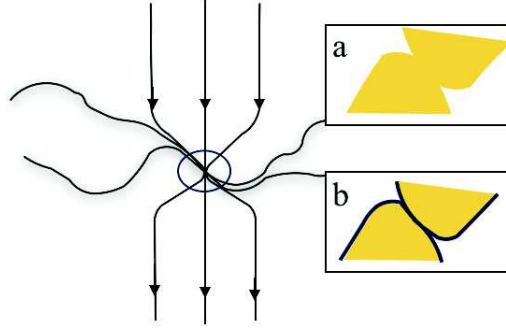


FIGURE 1.9 – Résistance de constriction (a) sans oxyde et (b) avec oxyde.

Dans le cas où la surface est recouverte une couche d'oxyde, le comportement électrique du contact est alors dominé par celui de la couche d'oxyde. L'expression de la résistance de contact devient :

$$R_c = \frac{\rho e}{s} = \frac{\rho e}{\pi a^2}, \quad (1.5)$$

où e désigne l'épaisseur de la couche et s la section de la constriction. Dans ce cas là, la résistance d'une constriction décroît inversement proportionnelle avec sa surface s , donc au carré du rayon a .

1.3.2 Contact de Hertz

La formule de Holm fait appel à l'aire de contact. Pour calculer cette dernière pour une aspérité, on utilise souvent la formule de Hertz [43]. Considérons le cas de deux surfaces en contact de courbure sphérique, de rayons r_1 et r_2 . Supposons que les déformations sont élastiques (les modules d'Young des corps en contact sont notés respectivement E_1 et E_2). La théorie de Hertz permet d'écrire que le rayon de contact, noté a , est égal à :

$$a = \sqrt[3]{\frac{3Fr^*}{4E^*}}, \quad (1.6)$$

avec F l'effort normal, r^* la courbure équivalente et E^* le module d'Young équivalent qui sont définis par :

$$\begin{cases} \frac{1}{r^*} = \frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2}; \\ \frac{1}{E^*} = \frac{1}{E_1} + \frac{1}{E_2}. \end{cases} \quad (1.7)$$

La distribution de la pression sur la zone de contact est également donnée par :

$$p(x) = p_0 \left(1 - \frac{x^2}{a^2}\right)^{1/2}, \quad x \in [-a, a]. \quad (1.8)$$

avec p_0 la contrainte maximale du contact définie par :

$$p_0 = \frac{3F}{2\pi a^2}. \quad (1.9)$$

La formule de Hertz permet donc d'estimer la taille d'une constriction a en connaissant la force mécanique F exercée, la courbure des surfaces et le module d'Young des corps en contact en supposant les déformations élastiques. De ce fait, la formule de Holm permettant de calculer la résistance électrique de contact entre deux aspérités devient alors :

$$R_c = \frac{\rho}{2a} = \rho / (2 \sqrt[3]{\frac{3Fr^*}{4E^*}}). \quad (1.10)$$

On obtient donc la formule de Hertz-Holm pour la résistance de contact R_c en fonction de l'effort appliqué F . Selon cette formule, la résistance de contact R_c décroît avec la force normale F comme :

$$R_c \propto F^{-1/3}. \quad (1.11)$$

Dans le cas de la présence d'une couche d'oxyde d'épaisseur e , cette formule devient :

$$R_c = \rho e / (2 (\sqrt[3]{\frac{3Fr^*}{4E^*}})^2). \quad (1.12)$$

Alors, la dépendance de la résistance de contact R_c en la force normale F devient :

$$R_c \propto F^{-2/3}. \quad (1.13)$$

Ces formules ne sont valables que si les déformations sont parfaitement élastiques.

1.3.3 Modèle de Bowden et Tabor

Inspirés des résultats analytiques précédents, Bowden et Tabor [12] proposent de réaliser des validations expérimentales. Leur dispositif est illustré par la Figure 1.10 a, qui utilisent deux cylindres croisés au lieu de deux sphères (la formule de Hertz restant applicable dans les deux configurations). Leurs résultats expérimentaux effectués sur divers matériaux montrent que (voir Figure 1.10 b.), contrairement à la

prédiction de la formule de Hertz-Holm, l'exposant de la loi de puissance est plus proche de -0,5 que de -0,33, et ceci pour tous les métaux testés. Ces résultats étonnants montrent que la formule de Holm-Hertz n'est alors pas valable pour ce type d'expérience.

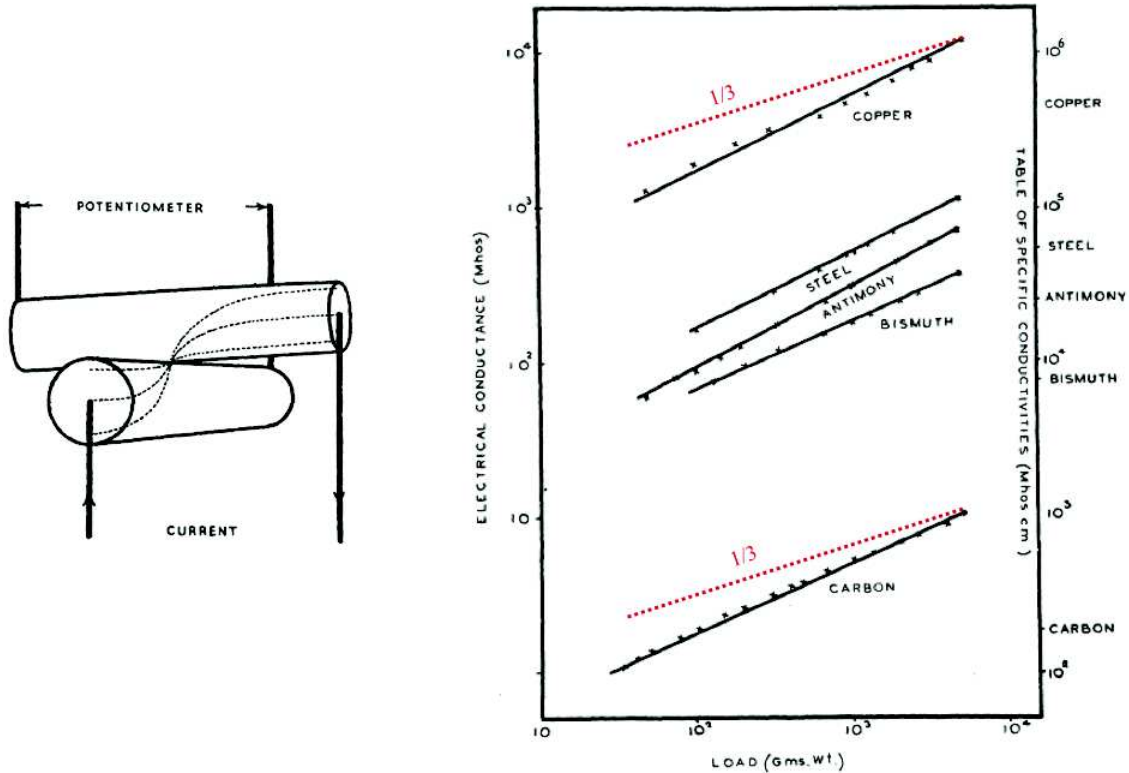


FIGURE 1.10 – Résultats du comportement de la conductance électrique (inverse de la résistance) des contacts sur les cylindres croisés selon Bowden et Tabor [12]. Les lignes pointillées représentent le comportement prédit par le modèle de Hertz-Holm. Pour chaque essai, l'oxyde est soigneusement nettoyé avant les mesures.

Bowden et Tabor, étonnés de ces résultats expérimentaux, mettent à défaut d'abord la formule de Hertz, reprennent l'hypothèse des déformations élastiques. En effet, les calculs montrent que, en raison des rugosités des surfaces en contact, seule une faible portion de la surface de contact apparente est suffisamment rapprochée à l'échelle des électrons. Cette portion de surface, tellement petite en dimension, supporte entièrement la charge mécanique. Elle subit donc des déformations plastiques et non pas des déformations élastiques, hypothèse forte dans la formule de Hertz. Ainsi, les contraintes mécaniques aux sommets des aspérités atteignent déjà la limite élastique des matériaux. Ce sont principalement les déformations plastiques qui supportent les charges mécaniques appliquées. Dans ce cas-là, l'aire de contact s devient :

$$s = \frac{F}{H}, \quad (1.14)$$

avec H étant la dureté du matériau (au sens de Vicker).

Ainsi, le rayon du contact a devient :

$$a = \sqrt{\frac{F}{\pi H}}. \quad (1.15)$$

Cette formule prédit donc une surface de "contact effective" indépendante de la courbure locale, et qui permet par ailleurs de retrouver la loi d'Amontons [3] pour le frottement dans le cas des surfaces cohésives³.

Réunissant le modèle élastique de Hertz et le modèle plastique de Tabor, Archard [8] résume les différents exposants pour des cas avec ou sans couche d'oxyde (c.f. Tableau 1.2) :

	Elastique sans oxyde	Plastique sans oxyde	Elastique avec oxyde	Plastique avec oxyde
Composant de la loi de puissance	$-1/3$	$-1/2$	$-2/3$	-1

TABLE 1.2 – Composant de la loi de puissance pour différents cas selon Archard [8].

Ces modèles sont valables pour un mode de déformation spécifique (élastique ou plastique). Pour un contact réel, il peut y avoir co-existence des deux modes de déformation au niveau des aspérités. Dans ce cas-là, il faut prendre en compte les deux modes et l'exposant de la loi de puissance mesuré peut être différent de ces valeurs indiquées. Dans la littérature plusieurs modèles permettent de prédire dans le cas d'un mode mixte ; par exemple le modèle de Greenwood-Willamson [38] introduit un indice de plasticité défini comme le ratio de contact subissant une déformation plastique. Ces modèles font appel à des techniques d'analyse de surface assez sophistiquées et ne sont valables que pour les contacts statiques. Dans le cas des contacts glissants ils sont mal adaptés. Pour ces raisons, dans les simulations numériques, on choisit souvent un modèle purement élastique ou purement plastique, sans se soucier du détail de déformation au niveau des aspérités.

3. Initialement le coefficient de frottement est considéré comme une propriété géométrique des surfaces en contact. Mais cette hypothèse ne permet pas d'expliquer certains phénomènes comme la diminution du coefficient de frottement avec la présence d'une couche d'oxyde. Plus tard, on découvre que la force adhésive entre les surfaces a une importance souvent plus grande que la géométrie (rugosité) des surfaces. Ainsi, une tendance actuelle est d'associer la force de frottement à la force adhésive entre les surfaces. Pour retrouver la loi d'Amontons-Coulomb, une surface de contact indépendante de la géométrie macroscopique des objets est nécessaire. Tabor montre avec ces résultats que, en effet la surface de contact effective est indépendante de la géométrie macroscopique des objets.

1.4 Usure des balais - aspect mécanique

Le premier critère garantissant le bon fonctionnement du démarreur est donc une faible résistance de contact. Le deuxième concerne la minimisation du taux d'usure tout en garantissant de faible variation de R_c . L'usure des balais, marquée par une diminution rapide de la longueur utile des balais (voir Figure 1.6), est souvent la cause de dysfonctionnement du système de contact entraînant une panne du démarreur. Il faut donc étudier le phénomène d'usure afin d'identifier les facteurs permettant d'augmenter la fiabilité du système de contact.

Commençons par le cas de contact mécanique pur (sans courant). Selon Lancaster [58], en absence de courant électrique, l'usure des balais résulte de fracture des liaisons créées pendant le frittage, due à leur fragilité. En effet, les débris collectés lors des essais d'endurance montrent deux tailles caractéristiques distinctes : la première est liée à la taille des grains de poudre utilisés pour le frittage et la deuxième liée à la fracture des liants en résine [39]. Nous allons commencer par une introduction des aspects mécaniques qui constituent une base de compréhension des phénomènes. Les aspects électriques sont présentés dans la suite.

1.4.1 Modèle d'Archard

Afin d'établir une loi d'usure, Archard reprend les idées de Bowden et Tabor et développe un modèle de contact avec des aspérités sphériques de même taille sous déformations plastiques. Archard se focalise sur une aspérité plastifiée et suppose que l'arrachement de matière se fait par l'adhésion de surface sous cisaillement (voir Figure 1.11).

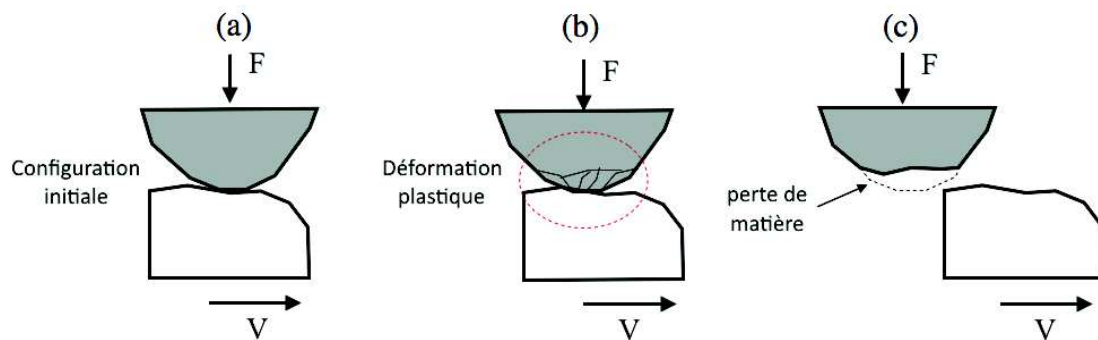


FIGURE 1.11 – Modèle d'Archard [8] décrivant la perte de matière d'une aspérité sphérique par les déformations plastiques et le cisaillement. Le matériau en bas est supposé indéformable.

En supposant que le volume détaché est proportionnel à la taille d'une aspérité, Archard obtient un volume détaché W par distance cisailée L proportionnel à la charge F qu'elle supporte. Ainsi, une loi d'usure est énoncée dans ce cas là :

$$\frac{W}{L} = K \frac{F}{H}, \quad (1.16)$$

où H représente la dureté du matériau le plus mou (matériau gris dans la figure 1.11). Le coefficient de proportionnalité K désigne la probabilité d'enlever de la matière sous une aspérité par unité de distance cisailée. Comme le coefficient de frottement, il ne dépend que des matériaux en contact.

La loi d'Archard s'applique donc à l'arrachement de matière par la plastification des surfaces au niveau des aspérités. Ceci est valable en frottement sec puisque les contraintes mécaniques sont importantes. Lim et Ashby [62] ont étudié la variation du coefficient d'Archard K d'un contact acier-acier, et trace la carte du coefficient K en fonction des contraintes mécaniques appliquées (voir Figure 1.12).

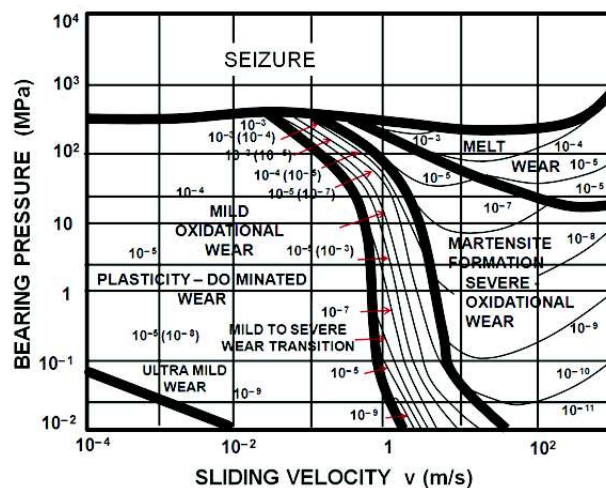


FIGURE 1.12 – Résultats du coefficient d'Archard K pour un contact acier-acier selon Lim et al. [62].

Suivant les conditions de contact, le même couple de matériaux peut donner des valeurs de K très différentes (pouvant varier de plusieurs ordres de grandeur). Ces résultats montrent que l'usure au même titre que le frottement n'est pas une propriété intrinsèque des matériaux en contact. Le taux d'usure W/L ne dépend pas que de la dureté et de la pression appliquée mais bien d'autres paramètres. L'environnement (taux d'oxygène pour le cas de l'usure par oxydation par exemple) et la température au contact ont également leur rôle dans les modes d'usure.

1.4.2 Influence des effets physico-chimiques

Un phénomène intéressant pour les matériaux en graphite est le régime d'usure rapide appelé "usure par dusting". Plusieurs essais par divers auteurs ont montré que, le caractère lubrifiant du graphite n'est pas seulement due à sa structure lamellaire. Les porosités dans les matériaux carbonés peuvent absorber de la vapeur d'eau [91], constituant nécessaire pour avoir un faible coefficient de frottement pour les matériaux carbonés, y compris le graphite. Le comportement tribologique du graphite est sensible à la quantité d'eau absorbée. Lorsque l'humidité ambiante descend en dessous d'une valeur critique (à haute altitude par exemple), une transition brutale de frottement apparaît. Le coefficient de frottement varie d'une valeur faible (~ 0.1) à une valeur beaucoup plus grande ($0.5 \sim 1$). La transition de frottement

accompagne une génération importante de chaleur, accompagnée de l'apparition des débris d'usure de taille microscopique (comme de la poussière, d'où le nom *dusting*). Le taux d'usure dans ce cas-là est typiquement 100 - 1000 fois plus grand que le taux usuel. Cette sensibilité est connue depuis plus de 50 ans. Un impact conséquent en pratique est découvert au cours de la Seconde Guerre Mondiale, lorsque les balais en carbon dans les équipements électriques des avions volant à haute altitude ont été trouvés à présenter des taux d'usure extrêmement élevés. Des effets similaires ont ensuite été observés pendant des essais tribologiques de graphite sous vide, ou encore sous gaz inertes comme N_2 et même dans des environnements ordinaires aux contraintes tribologiques élevées (vitesse, pression, densité de courant).

Selon Lancaster [60], dans un environnement où le taux d'humidité est suffisamment grand, la présence des molécules d'eau va affaiblir l'énergie de dissociation des plans basaux du graphite, ce qui facilite le glissement relatif entre ces plans. Ce processus est considéré comme un phénomène physique réversible. La quantité d'eau physiquement adsorbée est contrôlée par la pression partielle P/P_o et est donc susceptible d'être influencé par la quantité d'eau présente, ainsi que la température au contact qui influence P_o . Dans l'air ambiant, l'usure par *dusting* commence à apparaître lorsque la pression partielle de l'eau P/P_o est plus petite que 10^{-4} , cette valeur correspond à une température au contact allant de 150 à 180°C, en fonction de l'humidité relative. Cette valeur seuil augmente dans le vide ($= 10^{-1}$), car la présence d'oxygène neutralise la réactivité des surfaces. Ainsi la température critique dépend de l'interaction de deux groupes de paramètres, ceux qui sont liés à la génération de chaleur (vitesse, pression, coefficient de frottement), et ceux qui sont liés aux aspérités de contact, leur nombre total, la taille moyenne (rugosité, l'aire apparente de contact et la formation des débris d'usure). D'un point de vue général, l'usure par *dusting* apparaît plus souvent pour les surfaces rugueuses avec une faible surface de contact apparente et avec un matériau de faible conductivité thermique en contre face.

1.4.3 Triplet tribologique

La vision d'Archard qui prétend que le frottement et l'usure est une propriété "intrinsèque" des matériaux en contact n'est donc pas capable d'expliquer l'influence des divers facteurs sur le comportement tribologique du contact agissant à la fois sur le mode de dégradation des surfaces en contact par les effets thermiques ou chimiques, et sur la morphologie des débris générés. L'exemple précédent en est d'ailleurs la preuve. La loi d'Archard est une loi applicable à environnement contrôlé (si cela existe) et en présence d'aucune particule au sein du contact. Dans tout autre cas, le modèle n'est plus applicable.

Godet et al. [37] souligne l'importance des débris générées (voir Figure 1.13), qui sont souvent négligés dans les phénomènes tribologiques, en les qualifiant du troisième corps pour séparer le rôle des deux (premiers) corps en contact. L'existence d'une couche de troisième corps permet d'accommoder les différentiels de vitesse entre les deux premiers corps, de transmettre les contraintes mécaniques et de tracer également les conditions de contact.

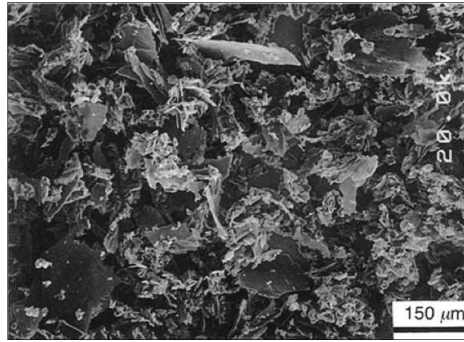


FIGURE 1.13 – Analyse sous Microscope Électronique à Balayage des débris collectés lors d'un essai de frottement (sur tribomètre) par Hu et al. [61].

Ce concept a permis d'unifier les mécanismes de lubrification fluides (graisse) et sèche comme ceux utilisés dans les matériaux auto-lubrifiant comme le graphite ou le MoS_2 [25] et de proposer des analyses pour la compréhension de phénomènes de frottement et d'usure ayant lieu à différentes échelles [65, 67, 90]. La notion de contact a été ensuite revue par Berthier et al. [11], donnant naissance à la notion de triplet tribologique (voir Figure 1.14). Le troisième corps joue un rôle très important car il interagit non seulement avec les deux corps en contact, mais aussi avec l'environnement qui l'entoure. Sa morphologie peut donner des indications sur l'historique du contact, ainsi que les conditions auxquelles qu'il est soumis.

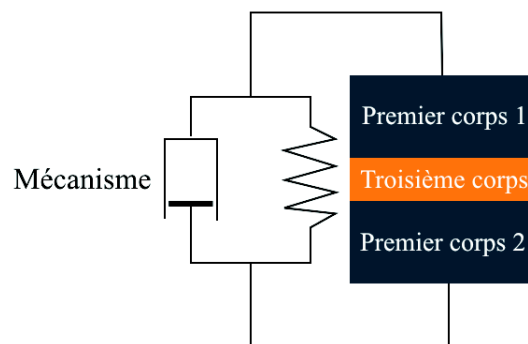


FIGURE 1.14 – La notion de triplet tribologique par Berthier et al. [11].

Cette notion de triplet tribologique considère que le comportement du frottement n'est plus une propriété intrinsèque de l'interface dépendant uniquement des propriétés physiques des deux matériaux en contact (vision d'Amontons-Coulomb). Les premiers corps, le mécanisme et le troisième corps ont tous un rôle à jouer dans les phénomènes qui se produisent au sein d'une interface. Le rôle du troisième corps peut être bénéfique dans certains cas, pour le frottement mécanique par exemple, qui accommode les vitesses relatives des deux premiers corps en contact. Il peut être néfaste dans d'autres cas, typiquement dans les contacts électriques, en faisant augmenter drastiquement la résistance de contact. Beaucoup de systèmes de contact électrique se trouvent en défaillance en raison du troisième corps, allant des cartes à puce sur les cartes bancaires au contact balai-collecteur.

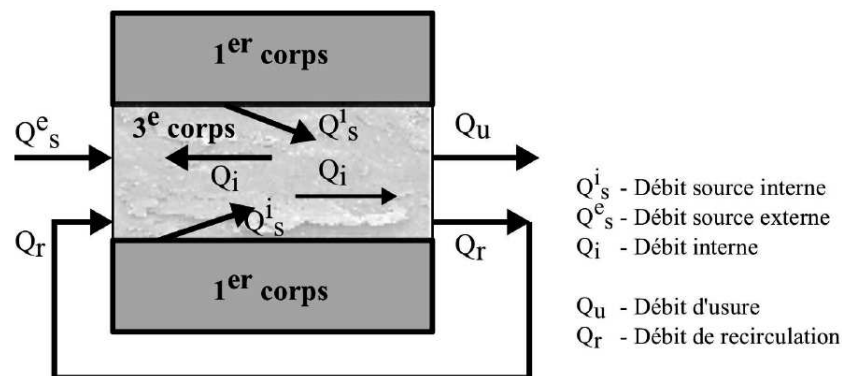


FIGURE 1.15 – Le phénomène d’usure selon le principe de circuit tribologique [11].

Avec la notion de triplet tribologique, l’usure n’est plus décrite comme un simple détachement de matière comme dans le modèle d’Archard, mais par un ensemble de débit (voir Figure 1.15). La notion du circuit tribologique remplace la loi d’Archard où le volume du troisième corps en contact est nourri par un débit source interne D_s^i , qui est associé à la vitesse de dégradation des surfaces. Cette dégradation de surface peut être causée par les actions mécaniques comme les chocs entre les aspérités, ou encore plastification et fissuration causée par des contraintes locales trop élevées, comme dans le modèle d’Archard. Elle peut aussi être une conséquence de la fatigue thermique [59], de la corrosion chimique [59], ainsi que les actions électriques, par l’électro-érosion par exemple. Autre que la formation par la dégradation des premiers corps, le troisième corps peut aussi être formé en introduisant des particules venant de l’extérieur, donnant naissance au débit source externe D_s^e . L’usure est alors décrite comme une éjection définitive des débris hors du contact, qui est nommée par le débit d’usure D_u . Les débris peuvent également circuler au sein du contact, qui devient un débit interne Q_i ou débit de recirculation Q_r .

Ainsi avec cette vision, l’usure est alors vue comme un débit de matière pour le système global et pas uniquement une perte de masse d’un point de vue matériau.

1.5 Usure des balais - aspects électriques

En général la présence du courant électrique accélère les phénomènes d’usure [44]. Holm définit «l’usure électrique» comme la différence du taux d’usure entre le cas avec et sans le courant électrique. Physiquement, cette influence peut se manifester via trois mécanismes suivant [15] :

- l’échauffement du contact par effet Joule ;
- l’électroérosion par arcs électriques ;
- l’augmentation de la vitesse d’oxydation par le champ électrique induit.

Parmi ces trois mécanismes, l'échauffement par effet Joule est souvent considéré comme le facteur prédominant car la quantité de chaleur dégagée par le passage du courant entre les aspérités est tellement importante qu'elle peut faire fondre localement la matière [14]. Les arcs électriques sont créés par la séparation instantanée des surfaces en contact. L'amplitude des arcs dépend de la stabilité mécanique du contact. Ils ont une influence importante surtout lorsque le contact est instable. En présence d'arcs électriques, la surfaces des corps en contact devient plus rugueuse et augmente l'usure abrasive. Au final, le champ électrique peut avoir une influence sur les phénomènes physico-chimiques comme l'oxydation des surfaces [1]. Ces trois mécanismes agissent ensemble, qui donnent une complexité supplémentaire par rapport au cas sans courant.

1.5.1 Influence de l'effet Joule

L'effet Joule est un phénomène connu depuis bien longtemps. Le passage du courant électrique génère une puissance électrique qui se convertit en chaleur, dont la quantité est proportionnelle à la fois à la résistance électrique du matériau R et à la densité de courant au carré I^2 . Dans le système de contact balai-collecteur, ce phénomène est accentué au niveau de l'interface, puisque la résistance de contact est plus grande que la résistance du corps du balai ou du collecteur [28]. La puissance de chaleur générée se concentre au niveau des surfaces de contact effectif par la constriction des lignes de courant. Dans le cas des contacts métalliques, on observe un effet de "ramollissement" des aspérités par le passage du courant, augmentant significativement l'empreinte des contacts par rapport aux cas sans courant [14, 27]. Bowden et al. [14] ont observé une modification des spots de contact pour un contact entre pièces en or traversées par une forte densité de courant (c.f. Figure 1.16). Les calculs montrent que la température au sommet des aspérités atteint $1055\text{ }^{\circ}\text{C}$ pour une chute de tension $U_c \simeq 0.41\text{ V}$. Cette valeur est proche de la température de fusion de l'or estimée à $1063\text{ }^{\circ}\text{C}$. Une fois que la température au sommet atteint une telle valeur, les sommets se ramollissent et un écoulement de matière est observé par une analyse de surface (c.f. Figure 1.16).

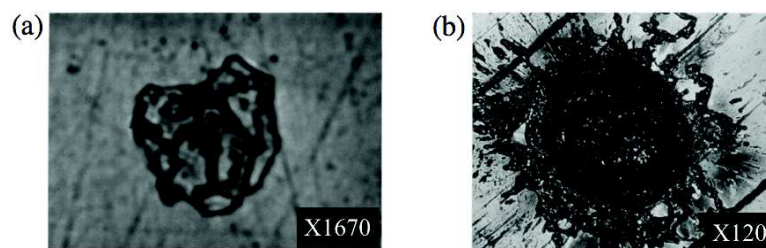


FIGURE 1.16 – Un spot de contact sans (a) et avec (b) forte densité de courant électrique. Notons que l'amplification des deux images n'est pas la même (1670 fois et 120 fois respectivement) [14].

Pour un contact glissant, la situation devient plus compliquée. En raison du glissement relatif, la surface de contact effective change constamment. Bryant et al. [17] ont donné un modèle d'éjection de particule

par des contraintes thermomécaniques, induisant donc une fatigue thermique locale et un arrachement de matière par cisaillement.

En dehors des effets thermo-mécaniques, l'augmentation de la température par effet Joule peut également augmenter les effets physico-chimiques. La vitesse d'oxydation dépend directement de la température à la surface, qui protègent les surfaces de contact. Ainsi, il est généralement recommandé de garder une température de surface de contact supérieure à une certaine valeur (estimée à 60 °C) pour optimiser le taux d'oxydation et éviter un taux d'usure excessif, comme il peut l'être pour des machines souvent en sous-régimes (faibles vitesses, faibles courants). Dans ces conditions, la vitesse d'oxydation est très faible entraînant une vitesse d'usure adhésive trop élevée. Ce problème peut être réglé par un choix de nuance plus résistive permettant d'augmenter l'échauffement par effet Joule pour augmenter la température de surface [7].

1.5.2 Arcs électriques

Les arcs électriques proviennent d'un phénomène de claquage électrique de l'air créant un court circuit dans l'air. L'énergie électrique est délivrée instantanément entre deux polarités, dégageant une puissance de chaleur importante qui fusionne localement la matière. Le procédé de soudage par arcs utilise d'ailleurs ces propriétés.

L'amplitude et la fréquence des arcs dépend fortement de la stabilité mécanique au contact [63], qui elle-même dépend de la pression au contact (voir Figure 1.17). Pour un contact stable les arcs sont peu visibles et leur influence est négligeable. Lorsqu'il y a un défaut de conception du système (pression insuffisante, vibration du système, défaut de circularité du collecteur etc.), les arcs deviennent visibles et augmentent la rugosité des surfaces (voir Figure 1.17).

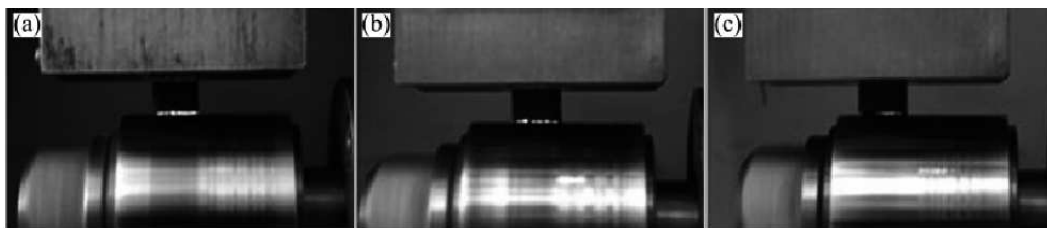


FIGURE 1.17 – Arcs induits pour différents efforts de ressort égaux à 0.5N, 1N, 2N selon Lin et al.[63].

Holm suggère que l'influence des arcs électriques sur le phénomène d'usure des contacts balai-collecteur est souvent indirect. Les arcs électriques augmentent la rugosité des surfaces des collecteurs et donc l'usure abrasive des balais. En même temps, le claquage de l'air détruit les oxydes de cuivre qui protègent la surface de contact augmentant l'usure adhésive des balais. Ce phénomène est plus marquant lorsque la proportion en métal du balai est élevée [45].

1.5.3 Champ électrique

L'influence du champ électrique est également un facteur à prendre en compte. En effet, le comportement tribologique est sensiblement différent pour les différentes polarités. Il est connu que les balais anodiques s'usent moins vite que les balais cathodiques, avec un coefficient de frottement légèrement plus faible [23]. Cet effet est plus marquant lorsque ces balais fonctionnent sur des pistes séparées. L'oxydation des surfaces métalliques est d'ailleurs influencée par la présence du champ électrique qui joue un rôle de catalyseur [10].

Senouci et al. [1] suggèrent que le champ électrique influence également l'orientation des écailles de graphite dans le troisième corps (c.f. Figure 1.18).

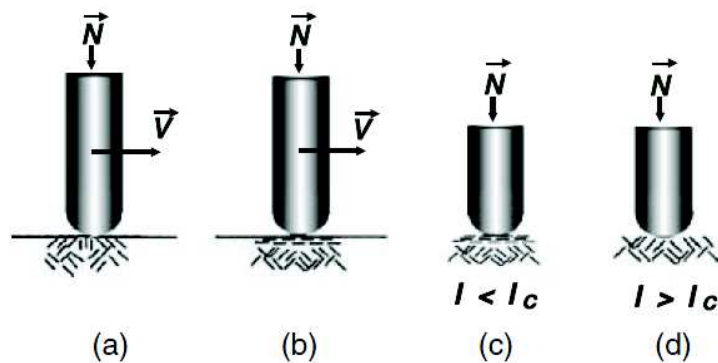


FIGURE 1.18 – Orientation du graphite polycrystallin dans un contact électrique glissant : (a) orientation désordonnée au début du glissement ; (b) alignement dans la direction du glissement dans un contact sans courant ; (c) orientation dans un contact électrique glissant lorsque le courant n'atteint pas le seuil ; (d) désorientation du graphite lorsque la densité dépasse le seuil selon Senouci et al. [1].

Pour un contact sans courant électrique, le plan basique du graphite tend à s'orienter dans le sens du glissement, facilitant le frottement entre les deux corps. Lorsque le courant est activé, le champ électrique tend à tourner le plan basique du graphite dans la direction perpendiculaire au sens de cisaillement pour faciliter le passage du courant puisque la conductivité électrique dans cette direction est beaucoup plus grande que dans cette direction. Lorsque la densité de courant dépasse un seuil critique, l'action électrique remporte sur l'action mécanique en alignant les écailles de graphite dans le sens du courant, augmentant la rugosité de surface ainsi que l'usure abrasive.

1.5.4 Effet électro-lubrification

L'effet du courant est également visible au niveau du coefficient de frottement. Dans la plupart des cas le passage du courant électrique à travers un contact entre métal et graphite modifie significativement le comportement du frottement et ce, indépendamment du métal utilisé [33]. L'augmentation de l'intensité du courant réduit en général le bruit acoustique et diminue le coefficient de frottement [50]. Dans les

machines électriques, cet effet est tellement important qu'on parle en général d'électro-lubrification. Ce phénomène a été observé dans le contact entre les balais électro-graphite ou balais métal-graphite avec les collecteurs en cuivre, aluminium ou encore en acier [1]. La diminution du coefficient de frottement avec le passage de courant est progressive (voir Figure 1.19), et l'amplitude dépend du sens de circulation du courant électrique [1].

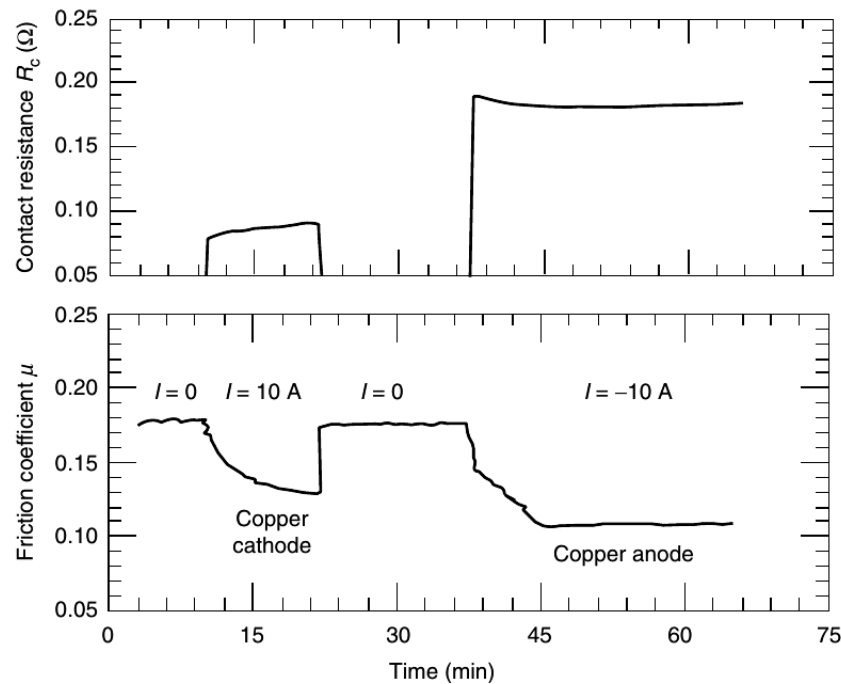


FIGURE 1.19 – L'effet de l'électro-lubrification mise en évidence par Senouci et al [1]. La densité de courant est nulle au départ, et le courant est injecté à $t=10$ min. La résistance de contact est assez stable a.) tandis qu'une diminution progressive du coefficient de frottement est observée b.) L'effet dépend également du sens de circulation de courant.

Csapo et al. [34] ont tracé la diminution du coefficient de frottement en fonction de l'intensité du courant (c.f. Figure 1.20). Leurs résultats montrent que, plus l'intensité du courant est grande, plus la diminution est importante. Il existe une relation linéaire entre le courant I et la diminution relative $\Delta\mu/\mu$ (voir Figure 1.20). Au delà de 50A, la valeur du coefficient de frottement devient stable et ne diminue plus même si l'on augmente la densité de courant (voir Figure 1.20).

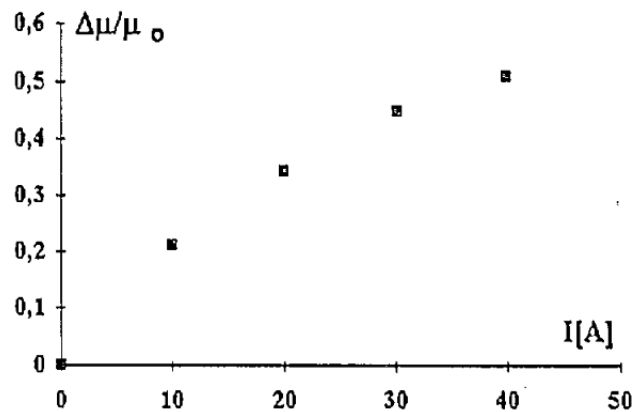


FIGURE 1.20 – résultats de Csapo et al. [34] montrent que la variation du coefficient de frottement dépend linéairement de la densité de courant injectée.

Le phénomène a été observé et reporté par différents chercheurs [1, 33, 50, 92]. Selon Holm [44], l'augmentation de la température de surface par effet Joule tend à réduire l'énergie de liaison des grains de graphite déposés à la surface du collecteur, facilitant le cisaillement de cette couche. Lancaster et Stanley [31] ont montré qu'il n'y a pas d'influence directe du courant électrique sur les interactions moléculaires mais suggèrent que c'est l'oxydation des surfaces de contact qui tend à diminuer la surface de contact effective puisque la dureté des oxydes est plus élevée. L'augmentation du taux d'usure est alors expliquée par une augmentation de la surface de contact réelle [13]. Cette explication est supportée par le fait que l'effet de lubrification de courant a un effet de mémoire qui persiste quelques minutes après la coupure du courant [58]. Myshkin et al. ont montré que l'électro-lubrification serait une conséquence de l'affaiblissement de la tenue mécanique des matières au niveau de contact par le courant électrique [73]. Cette action étant irréversible, la diminution du frottement peut être observée jusqu'au nettoyage complète de la couche de matière affaiblie par le courant.

1.6 Modèles numériques

1.6.1 Introduction

Comme la nature confinée du contact rend toute instrumentation extrêmement difficile. Même si des données de mesure peuvent être identifiées, ces mesures restent ponctuelles et sont délicates à exécuter directement *in situ* au cours d'un essai. Pour ces raisons, des modèles numériques sont construits pour palier au manque d'information nécessaire à la compréhension du phénomène d'usure. Plusieurs modèles analytiques ou semi-analytiques essaient d'adapter le modèle d'Archard en introduisant des nouvelles variables qui prennent en compte l'effet du courant électrique [18, 26, 46]. Ceci est enrichie par les modèles par la méthode des éléments finis notamment pour donner une évolution multi-physique du système. Les effets physico-chimiques peuvent également être intégrés en prenant en compte des

effets thermiques. Néanmoins, ces modèles basés sur la loi d'Archard ne prennent pas en compte l'effet du troisième corps. Pour prendre en compte la dégradation des premiers corps et la dynamique du troisième corps, des modèles par la méthode des éléments discrets permettent sont proposés par différents chercheurs [49, 80].

1.6.2 Modèles analytiques et semi-analytiques

La première formule analytique du taux d'usure en présence du courant électrique est proposée par Holm [85]. Cette formule est basée principalement sur des considérations énergétiques. Dans cette formule, l'usure est exprimée proportionnellement à l'énergie mécanique et électrique dissipée au contact pendant le frottement. Dans l'énergie électrique dissipée, une partie est exprimée en terme d'effet Joule, une autre partie exprimée en terme de l'énergie des arcs électriques :

$$W = P[W_0 + C_1 I + g\sqrt{Q}] + wQ, \quad (1.17)$$

avec P l'effort au contact (N), I l'intensité du courant électrique (A), Q la charge électrique libérée par arcs (C), w le volume évaporé par unité de charge (mm^3) et W_0 , C_1 , g , C_1 des constantes à déterminer. Le terme $P[\dots]$ représente l'usure abrasive et adhésive. Plus spécifiquement, PW_0 représente l'usure sans passage de courant électrique, $PC_1 I$ l'usure électrique au sens de l'augmentation de la rugosité de surface par l'effet de courant I , $Pg\sqrt{Q}$ représente l'augmentation de la rugosité de surface par l'effet des arcs et le produit wQ représente le volume évaporée sous l'influence des arcs.

Dans le cas pratique, cette formule n'est pas utilisable en raison de la difficulté de mesurer la quantité de charge Q libérée par arcs [15]. Une version simplifiée de la formule de Holm est couramment utilisée dans la littérature [26] :

$$w = k \int_0^t (P_m + P_{el}) dt, \quad (1.18)$$

avec k une constante qui ne dépend que des propriétés des matériaux en contact. La puissance mécanique P_m est égale à celle générée par frottement. La puissance électrique P_{el} est égale à l'échauffement par effet Joule :

$$\begin{cases} P_m = \mu FV, \\ P_{el} = R_c I^2. \end{cases} \quad (1.19)$$

Cette formule analytique est une extension de la loi d'Archard. En effet, dans le cas d'un fonctionnement réel, la pression au contact est toujours choisie de sorte que les arcs électriques soient peu visibles et leur influence limitée. Le terme lié à la charge libérée par arc Q dans la formule précédente peut être alors négligée. Cette loi permet en outre de retrouver les résultats de Lin et al. (c.f. Fig. 1.17), autrement dit la dépendance du taux d'usure en fonction de l'effort appliqué. A faible pression de ressort, la résistance

de contact R_c est grande et la puissance électrique domine devant la puissance mécanique. Lorsque l'on augmente l'effort normal la résistance de contact diminue et l'influence de la puissance électrique diminue. Noté que dans ce modèle si la densité de courant est nulle ($I = 0$) on retrouve la loi d'Archard classique à un coefficient de frottement μ près.

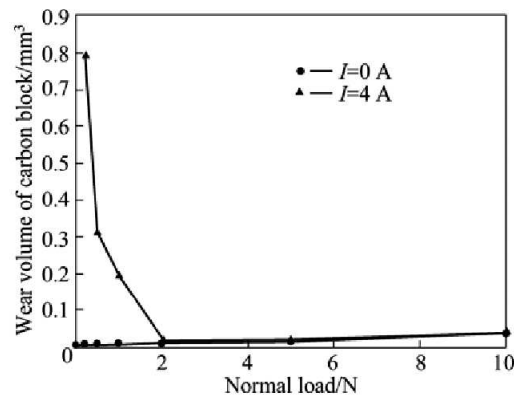


FIGURE 1.21 – Comparaison des résultats expérimentaux et les résultats du modèles analytiques pour un contact balai-collecteur pour différents efforts appliqués [63].

Ces modèles sont très populaires d'une part par leur simplicité, d'autre part par la possibilité de corrélérer les résultats d'essai en modifiant la constante k . La limite de ces modèles est une manque de compréhension. La complexité des phénomènes est cachée par ce coefficient k qui ne garanti rien en transposant les résultats d'un dispositif à un autre.

1.6.3 Méthode des Éléments Finis

Par rapport aux méthodes analytiques ou semi-analytiques, la méthode des éléments finis offre plus de possibilité vis-à-vis des évolutions *in situ* du système et, permet en outre de traiter des problèmes avec des géométries complexes. Cette méthode, largement utilisée en mécanique des structures, permet de suivre l'état des contraintes mécaniques au contact ainsi que leur mode de vibration. Dans les recherches en tribologie, cette méthode permet d'obtenir des informations importantes concernant le comportement des premiers corps en contact, que ce soient en termes de champs de contraintes, de déformations, l'évolution du champ électrique et thermique dans les premiers corps.

Weibenfels et al. proposent un modèle par la méthode des éléments finis en prenant en compte l'effet du courant électrique [98]. Les enrichissements proposés prennent en compte l'effet Joule au niveau de l'échauffement volumique et une source de chaleur au niveau des conditions limites dans le modèle pour la résistance de contact et le frottement (voir Figure 1.22). Ainsi, l'usure est modélisée par une équation analytique du type bilan énergétique et appliqué comme conditions limites dans le modèle.

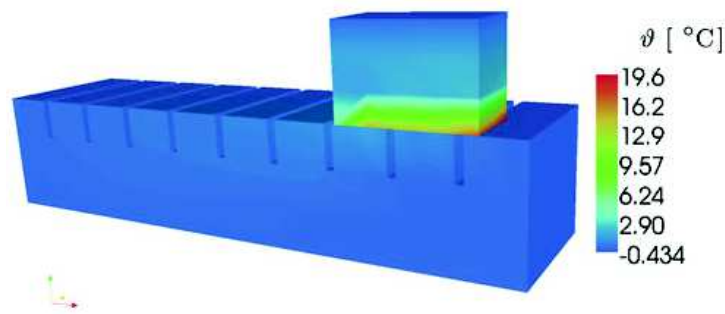


FIGURE 1.22 – Distribution de la température selon le modèle FEM par Weifenbels et al. [98]

Si nous élargissons notre champ de recherche, nous pouvons également trouver dans le cas du contact mécanique pur (sans courant), un modèle d'usure par la méthode des éléments finis proposé par Molinari et al. [69]. Dans ce modèle, l'évolution du taux d'usure est modélisée par la loi d'Archard. L'originalité de ce modèle est qu'il permet d'adapter la valeur de la dureté en fonction de la température au contact $H(T)$, un avantage offert par un suivi *in situ* des paramètres de contact.

Ces modèles sont focalisés essentiellement sur les premiers corps, l'influence du troisième corps n'est pas simulée. Une façon de prendre en compte l'effet du troisième corps est apparue dans les travaux de thèse de Andreux et al. [6] par la méthode des éléments finis. Dans ses travaux, l'influence du troisième corps est modélisée par une couche de matière continue avec une résistivité électrique beaucoup plus élevée que celle des premiers corps. De cette manière les résultats de simulation corrèlent bien avec les valeurs mesurées expérimentalement. Mais le modèle ne prends pas en compte la dégradation du volume de balai ni l'interaction du troisième corps avec l'environnement. L'usure n'est pas abordée explicitement dans le modèle.

1.6.4 Modèle de dégradation locale par DEM

Par rapport à la méthode des éléments finis, la méthode des éléments discrets permet notamment de traiter les problèmes de contact. Elle permet également de modéliser le troisième corps qui a une nature discrète. Une extension de la méthode permet en outre de modéliser un milieu aussi continu que discret pour les aspects mécaniques [64, 74] et thermiques [40, 88].

Pour la dégradation des premiers corps, des modèles de dégradation locale par la méthode des éléments discrets sont également disponibles dans la littérature. Fillot et al. [35] ont utilisé la méthode des éléments discrets pour étudier le processus de détachement des particules d'une surface en contact avec un corps rigide, ainsi que la dynamique et l'éjection de ces particules détachées. Champagne et al. ont utilisé la méthode des éléments discrets pour étudier la dégradation de surface et son influence sur la dynamique locale des freins d'avion [21] (voir Figure 1.23).

Vue perspective du contact Pion-disque

Modèle par DEM

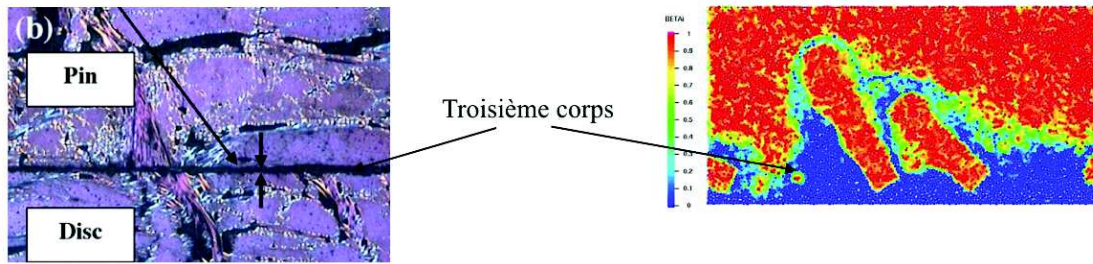


FIGURE 1.23 – Modèle dégradable par la méthode des éléments discrets par Champagne et al. [21]. Les particules numériques bleues représentent les particules dégradées issues des premiers corps (rouge).

Pour les aspects multi-physique, Renouf et al. [78] ont utilisé la méthode des éléments discrets pour étudier les phénomènes électriques du contact roue-rail pour comprendre l'influence des particules isolantes sur les problématiques de shuntage et les phénomènes de transition de frottement induite par des phénomènes thermiques [82]. Il est donc possible d'étudier les phénomènes mécanique, électrique et thermique via la méthode des éléments discrets. L'avantage de la méthode des éléments discrets par rapport aux méthodes couramment utilisées dans la littérature est sa capacité à prendre en compte naturellement les phénomènes de dégradation des surfaces, la génération du troisième corps ainsi que sa rhéologie [84].

Malgré ses avantages, un des défauts de la méthode des éléments discrets est de ne pas pouvoir représenter un contact dans sa globalité ou du moins sans un coût de calcul exorbitant. La méthode se restreint alors à une représentation locale du contact en s'appuyant sur la méthode de volume élémentaire représentatif ou couple l'approche à des méthodes des éléments finis pour représenter un contact "plus réaliste". Pour corrélérer ces informations locales aux mesures expérimentales qui sont souvent faites à l'échelle du système, des hypothèses sont nécessaires pour affranchir cette différence des échelles.

1.6.5 Comparaison entre les différents modèles

Les avantages et inconvénients respectifs des différentes méthodes citées ci-dessus sont repris dans le tableau 1.3. Pour plus de détails, le lecteur peut se reporter aux travaux de Renouf et al. [84].

Malgré ces inconvénients, la DEM reste comme un modèle permettant d'une meilleure appréhension du contact sans devoir utiliser la loi d'Archard pour une modélisation explicite de l'usure, ce qui permet notamment de donner une signification physique du coefficient d'Archard qui, à ce jour, reste encore à remplacer par des paramètres physiques ayant une définition plus précise. Un autre avantage de cette méthode est qu'elle permet d'inclure l'effet du troisième corps explicitement. Nous verrons plus tard l'impact du troisième corps sur le comportement du contact dans le troisième chapitre.

Type de modèle	Application typique	Avantages	Inconvénients
Modèles analytiques / semi-analytiques	- étude de durée de vie, contacts à grand nombre de cycles	- faible coût de calcul - modélisation de systèmes complets	- modélisation simplifiée des premiers corps - pas de troisième corps - usure implicite
Modèles par FEM	- étude mécanique des premiers corps (champs de contraintes / déplacements, vibrations) - étude du contact (instabilités)	- faible coût de calcul ; - modélisation de système complets	- pas de troisième corps dans le contact - pas de dégradation des premiers corps
Modèles par DEM	- étude de la rhéologie du troisième corps - étude du comportement à la rupture des premiers corps	- modélisation combinée possible pour les trois corps - débit source modélisé explicitement - couplage multi-physique	- coût numérique important - paramètres des lois d'interaction à identifier

TABLE 1.3 – Comparaison des modèles numériques utilisés dans la littérature [84].

Il existe également des façons de coupler ces modèles pour tirer l'avantage de chacune de ces méthodes. Par exemple le couplage des modèles par FEM et des modèles par DEM, donnant lieu aux modèles FEM-DEM. Mais ce type de modèle a un coût numérique encore plus important par rapport aux modèles DEM [84]. Pour cette raison, nous avons choisi les modèles DEM comme notre outil d'étude numérique.

1.7 Conclusions du chapitre

Nous pouvons constater que le comportement tribologique d'un contact électrifié fait intervenir un couplage multi-physique qui a une complexité considérable. Pour la résistance électrique de contact, des modèles analytiques sont assez élaborés pour calculer la surface de contact effective dans le cas statique pour des déformations élastiques ou plastiques. Néanmoins, ces modèles sont basés sur l'hypothèse d'un contact propre et ne prennent pas en compte l'influence du troisième corps. Pour l'usure des balais, par rapport à un contact mécanique pur, l'ajout du courant électrique génère des phénomènes comme l'échauffement par effet Joule, des arcs électriques et le champ électrique. Ces phénomènes ont une

influence importante dans le comportement tribologique du contact et ne peuvent pas être négligés. Il est donc important de les prendre en compte pour pouvoir modéliser proprement le comportement tribologique du contact. Les outils numériques apportent une compréhension complémentaire sur la vie du contact avec pour but final d'aller à la prédiction de l'évolution des paramètres au sein du contact, mais chacun a son avantage et inconvénient. Parmi les modèles numériques disponibles, les modèles analytiques ou semi-analytiques sont incapables d'incorporer proprement la dynamique du troisième corps et les modèles par la méthode des éléments finis ne permet pas de modéliser l'usure de façon explicite. Seule la méthode des éléments discrets permet d'incorporer la dynamique du troisième corps et la dégradation des premiers corps de façon explicite. C'est pour cette raison que nous allons dans la suite développer un modèle par la méthode des éléments discrets permettant à la fois de modéliser la dégradation et l'usure des premiers corps et la dynamique du troisième corps.

A l'heure actuelle nous ne disposons pas assez d'information pour quantifier l'influence des arcs électriques et le champ électrique. C'est pour ces raisons que nous allons prendre en compte uniquement l'effet Joule dans le modèle et laissons les deux autres facteurs comme une perspective directe de ces travaux. Ainsi, les interactions multi-physique seront modélisées dans ce travail sont illustrées par le schéma de la Figure 1.24.

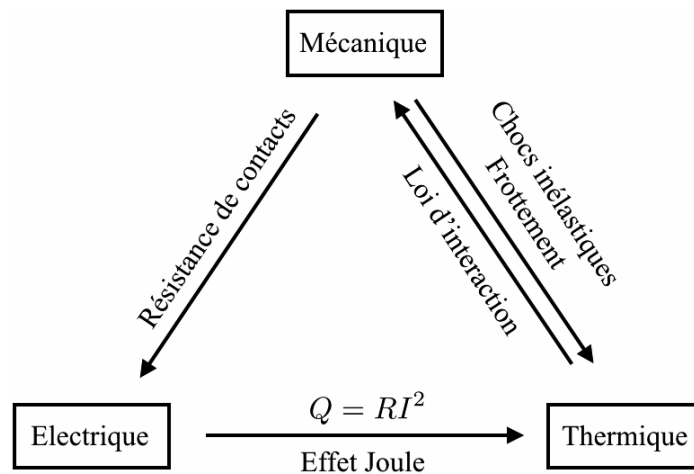


FIGURE 1.24 – Les interactions multi-physique que nous allons étudier.

Dans ce schéma, les effets mécaniques pilotent la résistance électrique entre les éléments, et le passage du courant électrique génère un échauffement par effet Joule. D'un autre côté, le frottement entre les éléments, les chocs inélastiques contribuent également à l'échauffement de l'échantillon numérique. En retour, nous allons modifier les lois d'interaction en fonction de la température moyenne des deux éléments en contact. De cette manière, nous pouvons modéliser explicitement l'impact de l'effet Joule sur le comportement tribologique du contact. D'un point de vue modèle, les bases sont déjà construites via les travaux de Renouf et al. [78] pour la partie électrique dans le troisième corps et les travaux de Rivière et al. [87] pour la partie thermo-mécanique. Il reste alors à développer la partie électrique pour

les premiers corps et ajouter une génération de chaleur par l'effet Joule. Ces travaux feront l'objet du chapitre suivant.

Chapitre 2

La méthode des éléments discrets et ses extensions multi-physique

Sommaire

2.1	Introduction du chapitre	37
2.2	Cadre mécanique	37
2.2.1	Introduction	37
2.2.2	<i>Non-Smooth Contact Dynamics</i>	38
2.2.3	Détection des contacts du milieu étudié	39
2.2.4	Intégration temporelle	40
2.2.5	Lois d'interaction	42
2.2.6	Identification des paramètres	45
2.3	Cadre électrique	49
2.3.1	Introduction	49
2.3.2	Formulation générale	49
2.3.3	Résistance locale	51
2.4	Cadre thermique	56
2.4.1	Introduction	56
2.4.2	Formulation générale	56
2.4.3	Flux conductif	57
2.4.4	Flux génératif	58
2.4.5	Validations numériques	60
2.5	Synthèse	63
2.5.1	Schéma de résolution multi-physique	63
2.5.2	Stratégie numérique	65

2.1 Introduction du chapitre

L'objectif de ce chapitre est de réunir les différents travaux de thèse sur la méthode des éléments discrets réalisés précédemment concernant les aspects mécaniques [22, 74], électriques [78] et thermiques [86, 88] pour des études tribologiques suivant la vision de triplet tribologique, en rajoutant l'effet Joule dans le modèle pour pouvoir appliquer au contact balai-collecteur des contraintes mécanique et électrique. Pour la partie mécanique et thermique, ces aspects sont déjà détaillés dans les thèses précédentes, nous essayons de faire une exposition synthétique en ne présentant qu'en grande ligne le principe de la méthode. Pour la partie électrique et l'effet Joule, nous apporterons un soin particulier puisque c'est l'une des originalités de cette thèse.

2.2 Cadre mécanique

2.2.1 Introduction

Initialement développées pour étudier le comportement mécanique de milieux naturellement divisés (sols [95], milieux granulaires [42], céréales [53], avalanches rocheuses [29],...), les méthodes par éléments discrets (ou DEM pour "Discrete Element Method") ont été étendues à d'autres domaines d'application comme la fragmentation [29] ou encore la dégradation de matériaux sous sollicitation dynamique [4, 84].

Afin de modéliser l'évolution d'une collection de particules en interaction, les méthodes par éléments discrets se base sur une discrétisation de l'équation de Newton en intégrant l'influence des forces extérieures et celles des forces d'interactions. Outre la méthode initiale de Cundall [29], on trouve dans la littérature de nombreuses méthodes : les approches dérivées de l'approche de Cundall [51], des méthodes de dynamiques moléculaires [48] ou encore des approches s'appuyant sur un cadre mathématique différent [51, 71].

Quelque soit l'approche, l'algorithme général des approches DEM reste le même (voir Figure 2.1) :

1. la configuration initiale à $t = t_0$ où l'ensemble des positions, accélérations et vitesses des éléments est connu ;
2. une prédiction de la configuration du système à $t^* \in [t, t + dt[$ en absence de force de contact ;
3. une recherche des contacts sur l'ensemble du domaine à t^* ;
4. le calcul des forces d'interaction entre éléments ;
5. la correction de la configuration du système en prenant en compte les forces de contact calculées précédemment.

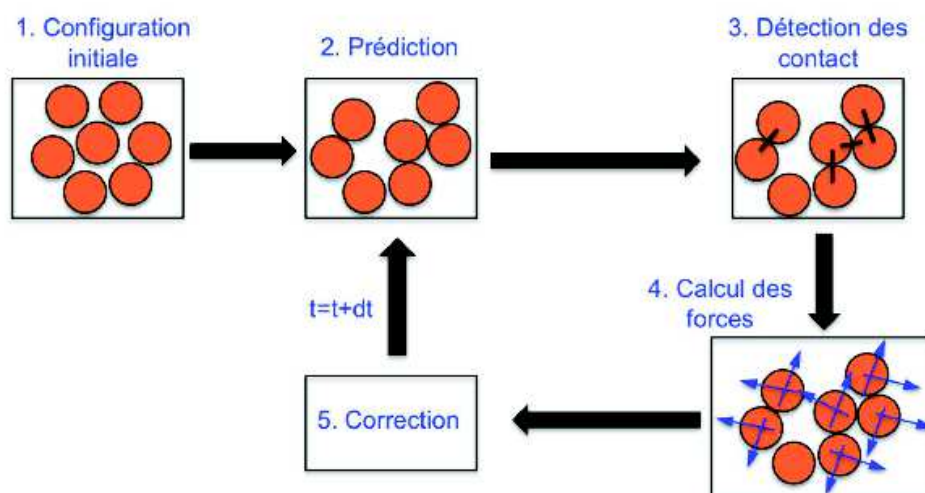


FIGURE 2.1 – Stratégie générale liée aux méthodes par éléments discrets [19].

Si dans l'approche initiale les particules interagissent par des lois d'interaction de type contact (frottant [48] ou cohésif [29]), dans l'extension de la méthode, les lois d'interaction sont choisies de sorte à donner à l'ensemble des particules un caractère continu. De ce fait l'élasticité du milieu est directement lié au comportement volumiques des objets et aux lois d'interaction utilisées. Dans le cas de particules rigides, toute la physique est alors condensée dans la loi d'interaction, la particule représentant le plus petit élément de matière indéformable que l'on considère dans la simulation [80]. Mais, la philosophie DEM reste la même, et c'est dans ce cadre que s'inscrit notre démarche, ayant par ailleurs montré un grand intérêt pour des considérations tribologiques [84].

Après avoir rappelé rapidement les grandes lignes de la méthode, nous détaillerons les lois d'interaction qui nous permettront de modéliser le comportement dynamique d'un balai sous sollicitations tribologiques, en détaillant les lois utilisées pour représenter le comportement des premiers corps et du troisième corps.

2.2.2 *Non-Smooth Contact Dynamics*

La méthode Contact Dynamics (CD) a été initialement développée par J. J. Moreau [70] pour modéliser le comportement de collections de corps rigides dans le cadre de l'analyse convexe afin de s'affranchir des petits pas de temps imposés par les approches DEM régulières. M. Jean [51, 52] étend la méthode aux corps déformables et celle-ci prend le nom de *Non Smooth Contact Dynamics* (NSCD). Cette méthode est basée sur une mise en équation de la dynamique en présence de collisions éventuelles et donc de discontinuités des vitesses. Une discrétisation en temps de type "time stepping" est utilisée (schéma d'intégration implicite). Un algorithme itératif permet de calculer en même temps l'ensemble des réactions en tenant compte des lois d'interaction. Dans cette section, nous proposons un survol rapide

de la méthode. Après une présentation de la détection des contacts utilisées, nous explicitons les niveaux local et global associées à la méthode. L'équation de la dynamique est écrite dans le cadre proposé par Moreau [71]. L'algorithme utilisé pour résoudre le problème de contacts multiples est présenté ainsi que les lois de contact permettant de modéliser un milieu discret et un milieu continu équivalent pour des considérations tribologiques.

2.2.3 Détection des contacts du milieu étudié

La détection des contacts s'opèrent à deux niveaux : au niveau global pour trier grossièrement tous les contacts du domaine, puis à un niveau local pour déterminer finement les informations au niveau de chaque contact. De manière globale, l'approche s'appuie sur la méthode des boîtes de Manhattan [79] (c.f. Figure 2.2). Le principe de la méthode est le suivant. Le domaine est divisé en zones (ou boîtes) de même taille. La dimension des boîtes est reliée à la dimension caractéristiques des particules du domaine (généralement le diamètre le plus grand des éléments). Les particules appartiennent alors uniquement à une boîte. La liste des contacts provient du parcours des couples de particules d'une même boîte et des couples de particules d'une boîte et de ses premières voisines.

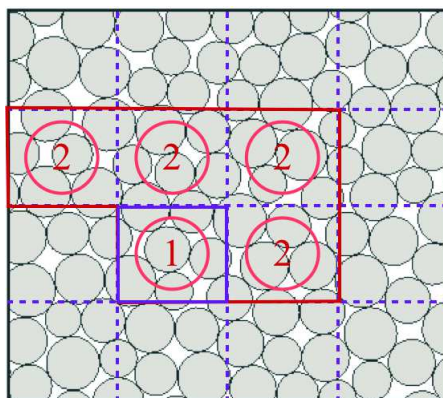


FIGURE 2.2 – Détection des contacts par la méthode des boîtes de Manhattan où l'on teste les paires de contact dans 1 puis entre 1 et 2.

De manière locale, le calcul de la détection est fonction de la géométrie des particules. Dans ce travail de thèse, nous considérons des disques au comportement rigide où le transfert d'information se fait du point de contact au centre d'inertie des corps (voir Figure 2.3). La détection fine consiste donc simplement à tester la norme de la distance inter-centre vis-à-vis des rayons des particules considérées.

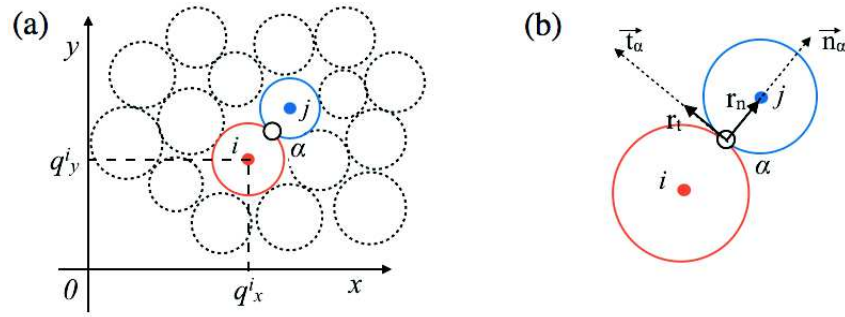


FIGURE 2.3 – Définition des variables au niveau du repère global a) et local b).

Mathématiquement, le transfert d'information est décrit par les deux opérateurs notés $\mathbb{H}$ et $\mathbb{H}^*$ ($\mathbb{H}^*$ étant la transposée de $\mathbb{H}$). Les forces locales $\mathbf{r}$ aux contact ainsi que les vitesses locales $\mathbf{v}$ relatives aux contacts sont alors reliées aux forces $\mathbf{R}$ et vitesses globales $\dot{\mathbf{q}}$ de la manière suivante :

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

Cet opérateur $\mathbb{H}^*$ est appelé la matrice de transformation ou matrice de changement de base.

2.2.4 Intégration temporelle

Afin de pouvoir traiter de manière simultanée contacts et chocs au cours du même pas de temps, Moreau propose une réécriture de l'équation de la dynamique au sens des distributions [70]. Ainsi, dans le cas d'un système constitué de particules rigides, cette équation s'exprime alors comme :

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

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

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

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

Dans le système (2.3), l'impulsion moyenne de contact s'écrit :

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

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

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

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

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

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

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

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

Du système (2.6) écrit sous sa forme globale, nous passons à son écriture locale en utilisant les relations des systèmes (2.1). De ce fait, on obtient le système suivant :

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

où $\mathbb{W}(= \mathbb{H}^* \mathbb{M}^{-1} \mathbb{H})$ est appelé l'opérateur de Delassus.

Bien qu'il existe plusieurs algorithmes de résolution d'un problème multi-contact [83], nous utilisons dans ce travail l'algorithme du type Gauss-Siedel Non-Linéaire (NLGS) [83] par sa robustesse et sa généralité en termes de gestion des contacts permettant l'utilisation de nombreuses lois.

La seule inconnue du système (2.8) est la loi d'interaction reliant $\mathbf{r}$ et $\mathbf{v}$. Cette loi va dépendre des phénomènes physiques à modéliser. La section suivante précise quelles sont les lois utilisées dans le cadre de ce travail.

2.2.5 Lois d'interaction

Comme nous l'avons fait remarquer précédemment, les lois d'interaction jouent un rôle essentiel dans les approches par éléments discrets. Ceci est d'autant plus vrai lorsque les méthodes sont utilisés pour représenter des milieux continus équivalents [88]. Dans le contexte qui nous intéresse, i.e. la tribologie, nous souhaitons pouvoir modéliser *a minima* la dégradation d'un corps soumis à une pression normale et en contact avec un corps mobile. D'une manière générale, il faudrait pouvoir prendre en compte les déformations élastiques, plastiques ainsi que la dégradation du milieu. De plus il faut être capable de modéliser correctement le comportement de l'ensemble des particules dégradées, autrement dit du troisième corps.

2.2.5.1 Pour les premiers corps.

Dans nos travaux nous nous intéressons au contact balai-collecteur ; le premier corps d'intérêt étant le balai car c'est lui qui va se dégrader principalement. Le matériau est un matériau plutôt fragile où les déformations plastiques sont de faible ampleur. Parmi les lois d'interaction disponibles, les modèles de zones cohésives répondent bien à ces besoins de modélisation. Ils permettent de modéliser l'élasticité d'un milieu continu et un paramètre d'endommagement permet de passer d'un état sain vers un état dégradé de façon continue.

Initialement introduit pour modéliser les phénomènes de fissuration des matériaux fragiles [51], le **Modèle de Zone Cohésive** (CZM, Cohesive Zone Model) est mise en place pour représenter la rupture des liaisons locales. Ce modèle permet de simuler une propagation de fissure dans les matériaux et a déjà été utilisé par des considérations tribologiques [21].

La figure 2.4 donne l'allure générale d'une loi CZM. Cette dernière est caractérisée par les 6 paramètres suivants :

- les coefficients de frottement statique μ_s et dynamique μ_d ;
- les raideurs dans les directions normale C_n et tangentielle C_t ;
- b la viscosité (ou l'amortissement) ;
- w l'énergie de décohésion (ou l'énergie consommée à la rupture).

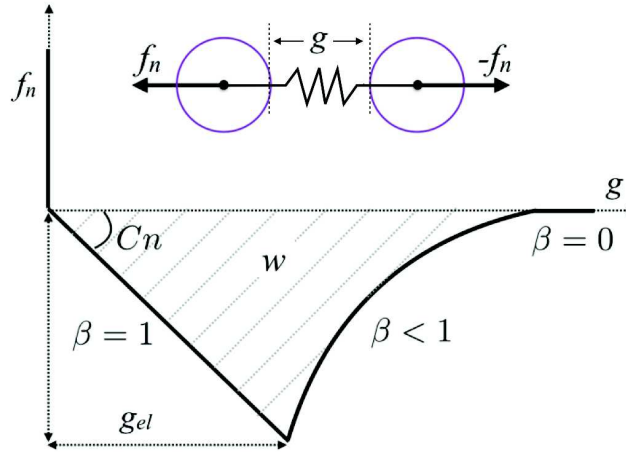


FIGURE 2.4 – Modèle de loi CZM type RCC [76], avec g la distance qui sépare deux éléments, f_n la force d'attraction, g_{el} l'allongement limite de la plage élastique du ressort.

Les coefficients de frottement sont définis pour les cas où les lèvres de fissure frottent entre elles. Dans le cas des études tribologiques les phénomènes de fissuration locale sont tellement rapides que ces frottements ne jouent qu'un rôle secondaire [22, 88], et sont donc mis à zéro. Les raideurs C_n et C_t représentent le comportement élastique linéaire réversible du volume à faible déformation, qu'on y identifiera au module d'élasticité du matériau. La viscosité b représente l'amortissement du volume. D'expérience, nos matériaux ont un faible amortissement volumique, qu'on peut assimiler à zéro. Mais ceci reste une hypothèse. w est l'énergie de décohésion d'une liaison cohésive représentant l'énergie nécessaire à fournir pour rompre complètement une liaison, qui avec la raideur C_n et C_t , déterminent la plage de déformation élastique g_{el} comme :

$$g_{el} = \sqrt{\frac{w}{C_n}}. \quad (2.9)$$

Un paramètre d'endommagement β est introduit pour chaque contact permettant de suivre l'état d'intégrité des liaisons cohésives (c.f. Figure 4.5). Ce paramètre d'endommagement β prend une valeur comprise entre 0 et 1, si $\beta = 1$ la liaison est saine, si $\beta = 0$ elle est rompue. Dans les autres cas, la liaison est endommagée.

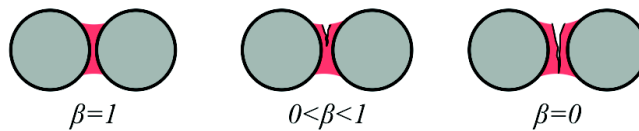


FIGURE 2.5 – Illustration pour différentes valeurs de β .

Numériquement, sa valeur est calculée en fonction des paramètres précédents de la manière suivante :

$$\beta = \text{Min} \left(1; \frac{w}{C_n g_n^2 + C_t g_t^2} \right), \quad (2.10)$$

avec g_n et g_t les déplacements dans les directions normale et tangentielle d'une particule par rapport à une autre. Le calcul de β intervient lors de la résolution des problèmes de contact.

Une fois que la liaison commence à s'endommager, les raideurs tangentielle et normale deviennent plus faibles, et dépendent du paramètre d'endommagement β défini précédemment (voir Figure 2.6) :

$$\begin{cases} f_n^{coh} = S^*(C_n\beta^2 g_n); \\ f_t^{coh} = S^*(C_n\beta^2 g_t), \end{cases} \quad (2.11)$$

où S représente la surface effective entre deux particules en contact de rayon r_1 et r_2 :

$$\frac{1}{S^*} = \frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2}. \quad (2.12)$$

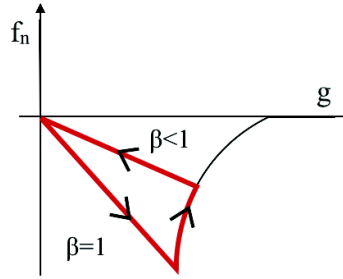


FIGURE 2.6 – Raideur du ressort pour $\beta = 1$ et $\beta < 1$.

Pour simplifier les calculs, des particules indéformables seront utilisées. En effet, vu la taille des particules volumiques et le nombre de contact, la déformation des particules jouent un rôle négligeable [74]. Dans ce cas là, une condition d'impénétrabilité est appliquée au sens de Signorini :

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

De cette manière, cette loi permet, pour les particules des premiers corps, de passer un état sain vers un état endommagé. Les particules endommagées constitueront les éléments du troisième corps.

2.2.5.2 Pour le troisième corps

Pour les éléments de troisième corps, les efforts de frottement sont faibles par rapport aux forces cohésives entre éléments des premiers corps et donc peuvent être négligés dans un premier temps [22].

Il faut noter que dans la modélisation du troisième corps, nous n'essayons pas d'identifier une particule réelle à une particule numérique mais bel est bien un ensemble de particule réelle à un ensemble de particule numérique. N'étant à ce jour pas capable d'identifier le comportement du troisième corps, on

cherche à reproduire une phénoménologie et donc à faire corrélérer le jeu "particules/loi d'interaction" aux observations réelles. Cette stratégie a déjà été utilisée par le passé et a montré de bon résultats [22].

De ce fait pour modéliser le comportement du troisième corps on utilise généralement une loi de contact unilatérale cohésive [82] sans frottement local. C'est le caractère discret et la polydispersité du milieu qui permet de retrouver un frottement macroscopique. Le frottement entre grain n'a qu'une faible influence sur le comportement global contrairement à la cohésion dont l'influence est de premier ordre.

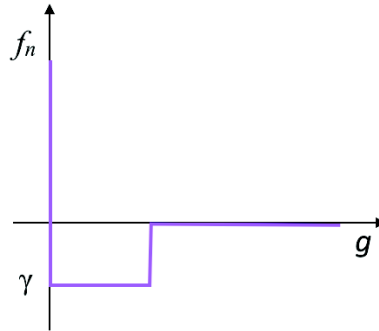


FIGURE 2.7 – Illustration de la loi mécanique utilisée pour les éléments de troisième corps.

La loi utilisée a une forme indiquée par la figure 2.7, s'exprime analytiquement de la manière suivante :

$$f_n + \gamma > 0, \quad g \geq 0, \quad (f_n + \gamma)\dot{g} = 0. \quad (2.14)$$

où γ représente la cohésion entre éléments. Cette cohésion permet de traduire toute la physico-chimie présente au sein du troisième corps.

2.2.6 Identification des paramètres

La construction du modèle continu équivalent permet de donner sans ambiguïté un module élastique et une élongation limite à la rupture pour un échantillon numérique discrétisé avec la loi CZM [74]. Il faut alors les relier aux paramètres physiques du matériau comme le module d'Young E par des essais numériques.

Identification du module d'élasticité : On se place donc dans le cas d'une distribution aléatoire de disques rigides interagissant via des lois CZM. Ce modèle permet de donner une élasticité à l'échantillon numérique pour des faibles déformations. Cette élasticité contrôlée essentiellement par la valeur de C_n doit permettre de retrouver le module d'Young E . Il est alors nécessaire de trouver une relation entre le module d'élasticité dans le modèle CZM et le module d'Young du volume. Nous allons faire une approche énergétique pour trouver la bonne valeur de C_n par un essai de traction bi-axiale (voir Figure 2.8).

Supposons que le domaine mécanique subit un même effort de traction suivant l'axe x et l'axe y (voir Figure 2.8). Les déformations sont supposées homogènes dont les taux de déformation suivant l'axe x et suivant l'axe y sont supposés identiques $\epsilon_{xx} = \epsilon_{yy} = \epsilon$. Alors l'énergie de déformation élastique est donnée par :

$$E_{elas} = \frac{1}{2} \int_0^L \int_0^L E(\epsilon_{xx}^2 + \epsilon_{yy}^2) dx dy = E\epsilon^2 v, \quad (2.15)$$

où v désigne le volume du domaine.

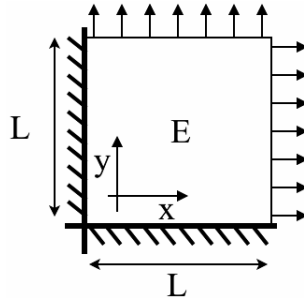


FIGURE 2.8 – Essai de traction bi-axiale sur un échantillon numérique homogène isotrope.

Pour le système discrétisé, on remplace le volume homogène par un assemblage de points volumiques qui sont reliés entre eux par des ressorts de même raideur C_n (voir Figure 2.9).

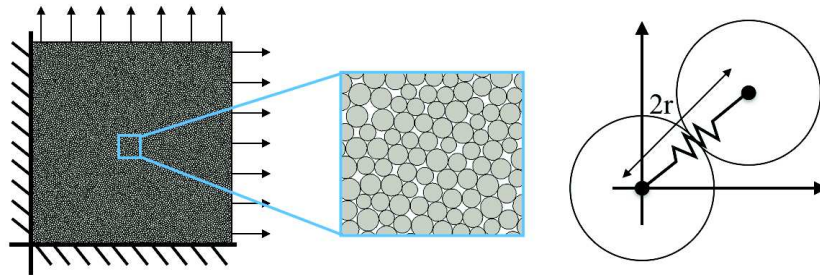


FIGURE 2.9 – Discrétisation numérique par les éléments discrets avec un empilement aléatoire.

Le domaine subit alors une expansion homogène et la distance entre deux points quelconques est dilatée de ϵ . Alors pour deux éléments en contact la distance entre ces deux points est allongée de l avec :

$$l = 2r\epsilon \quad (2.16)$$

Ainsi, l'énergie élastique entre ces deux points reliés par un ressort est :

$$e_{elas} = \frac{1}{2} C_n l^2 = \frac{1}{2} C_n (2r\epsilon)^2. \quad (2.17)$$

Le système comprend N_c ressorts identiques (N_c est le nombre total de contact). Ainsi, l'énergie totale élastique constituée par ce système de N_c ressorts est :

$$E_{elas} = \sum_{(i,j) \in L_\alpha} \frac{1}{2} C_n (2r\epsilon)^2 = \frac{1}{2} N_c C_n (2r\epsilon)^2, \quad (2.18)$$

où L_α représente la liste des contacts.

Si on veut un bilan énergétique correct, i.e. que l'énergie totale du système constitué par les ressorts soit égale à l'énergie élastique du domaine supposé continu et homogène, on doit avoir :

$$E\epsilon^2 v = \frac{1}{2} N_c C_n (2r\epsilon)^2. \quad (2.19)$$

Or $\Phi = N\pi r^2/v$ avec Φ la fraction volumique de l'échantillon, on a donc :

$$E\epsilon^2 \frac{N\pi r^2}{\Phi} = 2N_c C_n (r\epsilon)^2. \quad (2.20)$$

Au final :

$$C_n = E \frac{\pi N}{2N_c \Phi}. \quad (2.21)$$

Et si on définit Z comme le nombre moyen de contact entre éléments, on obtient :

$$Z = \frac{2N_c}{N}, \quad (2.22)$$

et donc la correspondance entre le module d'Young E et la raideur du ressort C_n nous donne :

$$C_n = \frac{E\pi}{Z\Phi}. \quad (2.23)$$

Dans le cas général, la fraction volumique Φ d'un empilement aléatoire est proche de $\pi/4$ et le nombre de coordinence moyen Z est souvent situé entre 4 et 6 [81]. Dans nos échantillons, la polydispersité est assez faible pour ne pas modifier fondamentalement les calculs précédents. Les constantes Φ et Z seront calculés pour chaque échantillon numérique et fixés au début de la simulation (et n'évolueront pas dans le temps).

Identification de l'énergie de décohésion : l'énergie de décohésion est définie comme l'énergie nécessaire pour endommager une liaison cohésive. La définition de l'énergie de décohésion permet de définir la force limite élastique f_c au niveau local comme :

$$f_c = C_n g_{el}. \quad (2.24)$$

En remplaçant l'expression de g_{el} par l'équation (2.9), on obtient la valeur de l'effort normal maximal peut avoir dans une liaison cohésive :

$$f_c = \sqrt{C_n w}. \quad (2.25)$$

Cette valeur permet de retrouver localement une contrainte maximale, à condition de donner la surface de contrôle de la liaison cohésive. Ici, on la définit comme la surface effective au contact, notée S^* :

$$\sigma_c = \frac{f_c}{S^*} = \frac{\sqrt{C_n w}}{S^*}, \quad (2.26)$$

En supposant que l'espace est homogène et isotrope, on peut associer cette contrainte limite à la valeur de la contrainte limite définie au niveau global, qui est une donnée de matériau. On trouve donc l'expression de l'énergie de décohésion comme :

$$w = \frac{(\sigma_c S^*)^2}{C_n}. \quad (2.27)$$

Cette valeur doit être calculée pour chaque discrétisation puisque la surface de contact effective S^* dépend de la taille des éléments.

Nous effectuons ensuite des tests de traction et compression sur notre échantillon numérique dont les caractéristiques sont données dans le tableau 2.1.

Données physiques		
Module d'Young	E	100 GPa
Limite élastique	σ_c	100MPa
Masse volumique	m	4600 kg/m ³
Données numériques		
Taille moyenne des éléments	r	10 ⁻¹ mm
Polydispersité	δr	20 %

TABLE 2.1 – Les paramètres de simulation.

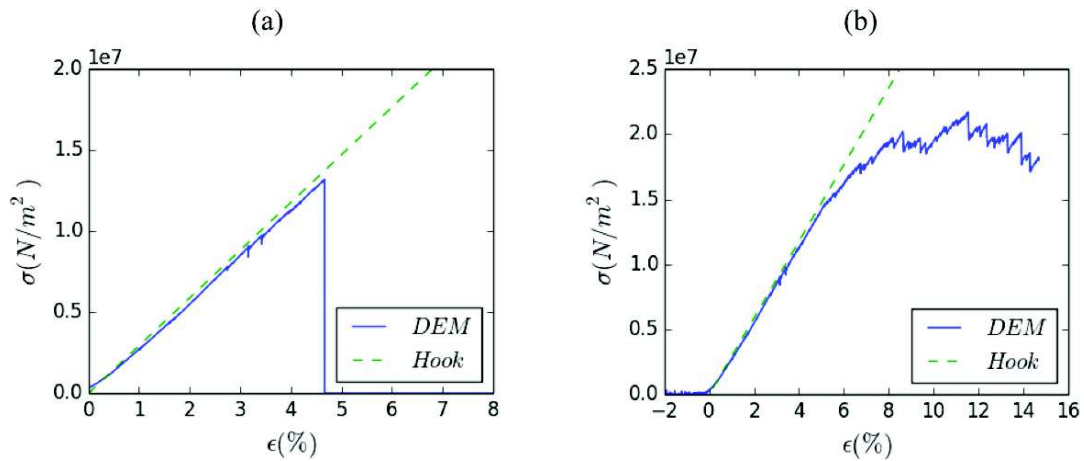


FIGURE 2.10 – Résultats d'un essai de traction (a) et compression (b) uni-axiale sur un échantillon numérique discrétisé par des éléments discrets.

Les résultats de la simulation (voir Figure 2.10) montrent que cette loi locale permet de retrouver le comportement élastique fragile d'un milieu homogène et continu à faible déformation aussi qu'une valeur de contrainte à la rupture. Nous obtenons une étape de validation pour les aspects mécaniques.

2.3 Cadre électrique

2.3.1 Introduction

Basé sur les travaux de Renouf et al. [78], cette section a pour but de présenter la formulation électrique avec la méthode des éléments discrets. Cette formulation permet de prendre en compte l'effet du couplage mécano-électrique dans un contact électrique glissant. Nous allons commencer par une présentation de la formulation générale et sa résolution numérique. Ensuite nous détaillerons à l'échelle des contacts pour savoir comment la résistance équivalente va dépendre des lois d'interaction mécanique.

2.3.2 Formulation générale

D'une façon générale, la formulation électrique consiste à faire une analogie entre le réseau de contact et un réseau de résistance électrique (voir Figure 2.11), et à calculer le potentiel électrique porté par les éléments du système.

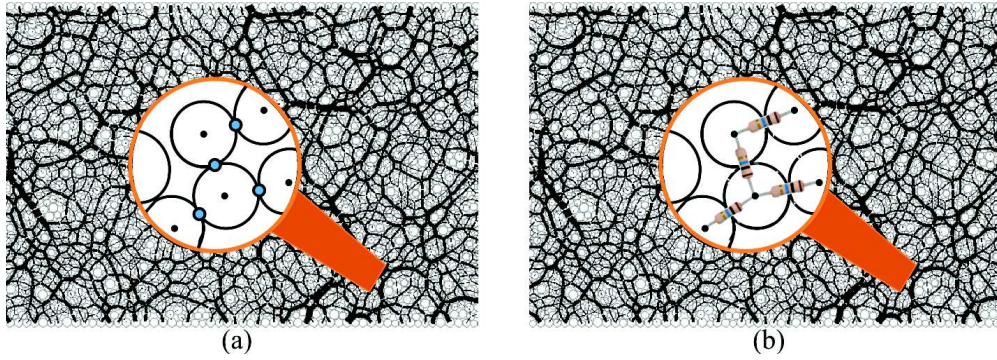


FIGURE 2.11 – Analogie entre réseau de contact mécanique (a) et réseau de résistance électrique (b).

La valeur moyenne du potentiel électrique U_i au sein d'un élément i est calculée explicitement à chaque pas de temps. On suppose également qu'il n'y a transfert électrique entre deux éléments que s'ils sont en contact et que les contacts sont propres, i.e. sans présence d'oxyde. Cette hypothèse est motivée par l'intensité du courant traversant le contact, qui est de l'ordre de quelques centaines d'ampère. L'influence de l'oxyde est négligeable dans ces conditions. On y identifiera alors un comportement ohmique qui nous permet de définir une résistance équivalente entre deux éléments en contact. La densité de courant I_{ij} qui traverse le contact est alors proportionnelle à la différence de potentiel entre ces deux particules i et j :

$$I_{ij} = \frac{U_i - U_j}{R_{ij}}. \quad (2.28)$$

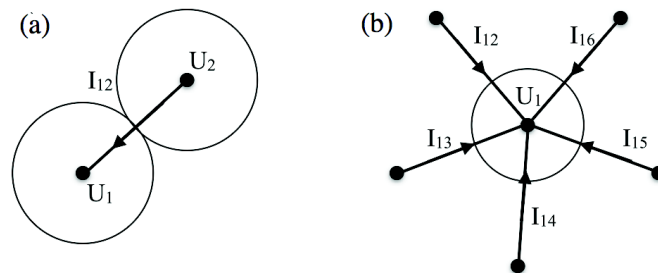


FIGURE 2.12 – (a) La loi d'Ohm pour un contact et (b) la loi des nœuds pour un élément.

La résolution de la configuration électrique nécessite de connaître la force d'interaction pour chaque contact. Pour cette raison, la résolution électrique se déroule après avoir résolu le problème mécanique. La connaissance des interactions mécaniques permet de calculer pour chaque contact la résistance équivalente. Pour résoudre le problème électrique avec les conditions limites, on va écrire la première loi de Kirchhoff (loi des nœuds, conservation des charges) au niveau de chaque élément. Alors l'écriture de la loi des nœuds au niveau d'un élément i nous donne une équation linéaire qui relie le potentiel électrique U_i de cet élément aux potentiels électriques U_j de ses voisins :

$$\sum_{j \in \mathcal{V}_i} \frac{U_i - U_j}{R_{ij}} = I_i, \quad \forall i \in [1, N] \quad (2.29)$$

où $\mathcal{V}_i$ désigne la liste des voisins de i et I_i le courant résiduel d'un élément i dont la valeur est nulle si l'élément i ne se trouve pas aux conditions limites :

$$I_i = 0, \quad \text{Si } j \notin \partial\Omega. \quad (2.30)$$

D'un point de vue mathématique, il est préférable d'utiliser la conductance électrique C_{ij} au lieu de la résistance électrique R_{ij} , de ce fait cela permet de définir pour deux éléments non voisins une conductance nulle, préférable à une valeur de résistance infinie. Le système (2.29) devient alors :

$$\left\{ \begin{array}{l} \sum_{j \in [1, N]} C_{ij}(U_i - U_j) = I_i, \quad \forall i \in [1, N]; \\ \text{Si } j \in \mathcal{V}_i, \quad C_{ij} = \frac{1}{R_{ij}}; \\ \text{Si } j \notin \mathcal{V}_i, \quad C_{ij} = 0. \end{array} \right. \quad (2.31)$$

Ce système d'équations contient N inconnues (le potentiel électrique de chaque élément) et N équations (la loi des noeuds pour chaque élément). On peut donc le réécrire sous forme matricielle :

$$\mathbb{C}\mathbf{U} = \mathbf{I}. \quad (2.32)$$

Ce système matriciel peut être résolu avec les algorithmes classiques comme un algorithme de Gauss-Seidel [78] ou Gradient Conjugué (développé au cours de la thèse), pour la résolution de problème électrique.

2.3.3 Résistance locale

Il faut maintenant définir la valeur de la résistance locale. Cette dernière, comme les lois d'interaction, va dépendre des particules à savoir si on se trouve au sein des premiers corps ou du troisième corps.

2.3.3.1 Pour les premiers corps

Commençons par la valeur de la résistance équivalente dans un milieu continu équivalent, autrement dit pour les éléments des premiers corps. On note sa résistivité électrique ρ . Pour un échantillon numérique rectangulaire, il est facile d'obtenir la résistance globale par la formule suivante :

$$R^* = \frac{\rho L}{S}, \quad (2.33)$$

où L la longueur de l'échantillon et S la section de conduction.

Pour la résistance de contact dans un milieu continu équivalent, le but est de pouvoir retrouver la valeur de la résistance globale R^* en donnant des bonnes valeurs de la résistance équivalente avec le modèle discret (voir Figure 2.15). Pour cela, on va appliquer la loi d'Ohm pour calculer la densité du flux électrique I_{ij} passant par un contact entre deux éléments i et j :

$$I_{ij} = C^{eq}(U_i - U_j), \quad (2.34)$$

Il faut alors donner la bonne valeur de la conductance équivalente C^{eq} pour pouvoir retrouver la valeur de la résistance globale R^* .

Supposons que notre empilement est hexagonal. Dans ce cas, des travaux numériques dans les transferts thermiques [41, 94] permettent de proposer une formule analogue en considérant la surface de contact effective avec un pavage de Voronoi (voir Figure 2.13) :

$$C^{eq} = \frac{1}{R^{eq}} = \frac{S_{ij}}{\rho 2r} = \frac{1}{\sqrt{3}\rho}. \quad (2.35)$$

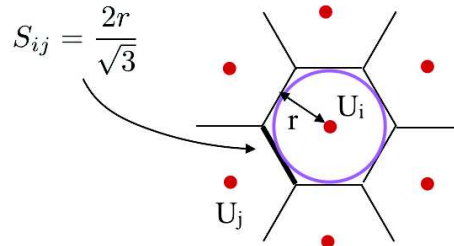


FIGURE 2.13 – Pavage de Voronoi pour un empilement hexagonal.

Dans ce cas là, on peut réécrire l'équation (2.35) par une équation faisant intervenir le nombre de coordination Z et la fraction volumique Φ en référence avec la formule obtenue avec l'élasticité dans le cas mécanique (équation 2.23) :

$$C^{eq} = \frac{1}{R^{eq}} = \frac{\pi}{\rho Z \Phi}, \quad (2.36)$$

Dans le cas d'un empilement hexagonal, on a $Z = 6$ et $\Phi = \sqrt{3}\pi/6$, on retrouve alors l'équation précédente avec pavage de Voronoi. Pour un empilement carré, on a $Z = 4$ et $\Phi = \pi/4$, on retrouve les résultats de Rivière et al. [88]. Pour un empilement aléatoire nous ne pouvons pas faire le même raisonnement que pour le cas mécanique. Mais la forme de l'équation (2.36) laisse penser qu'elle puisse

être utilisée pour le cas aléatoire. Cette formule sera soumise à des tests numériques pour la validation dans différentes configurations.

Validation numérique Pour valider l'expression de la résistance équivalente, on va faire varier le nombre d'éléments pour discrétiser l'échantillon numérique (c.f. Figure 2.14). Nous rappelons que la résistance globale est donnée par la formule classique suivante :

$$R^* = \frac{\rho L}{S} = \rho. \quad (2.37)$$

L'objectif est de voir si en augmentant le nombre d'éléments N (ou diminuant la taille de discrétisation), nous arrivons à retrouver la résistance globale donnée par l'expression (2.37). Pour cela, nous allons tracer le rapport de la résistance R obtenue par la méthode des éléments discrets et la valeur théorique R^* . Les résultats sont montrés par la figure 2.15.

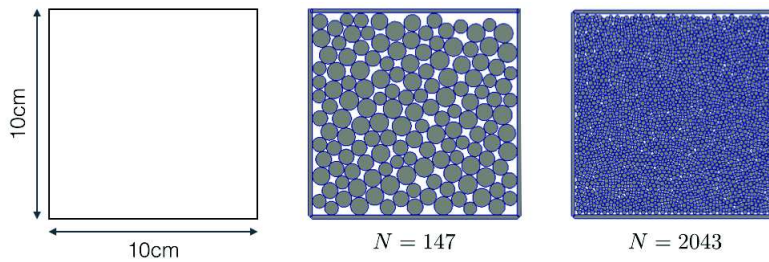


FIGURE 2.14 – Différentes discrétisations d'un échantillon continu.

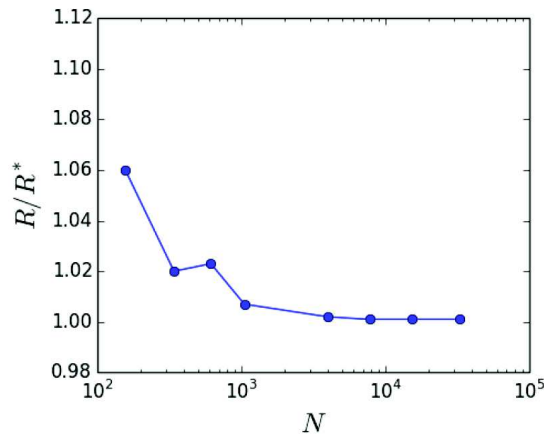


FIGURE 2.15 – Le rapport entre la valeur numérique R et la valeur théorique R^* pour différents nombres d'éléments N .

Les résultats de simulation montrent que, lorsque le nombre d'éléments est suffisamment grand ($N > 2000$), la résistance équivalente se stabilise vers celle d'un milieu continu et homogène (c.f. Figure 2.15). On a donc validé l'expression de la résistance équivalente (2.36) dans le cas d'un empilement aléatoire avec 20% de polydispersité.

2.3.3.2 Pour le troisième corps

Les particules de troisième corps ne sont plus reliées par des forces cohésives, il faut donc avoir un effort normal non-nul pour pouvoir transmettre le courant. La résistance équivalente R_{ij} est principalement déterminée par la résistance de constriction au contact [12]. Sa valeur doit dépendre l'aire de contact effective. Nous supposons que les contraintes mécaniques appliquées à un contact balai-collecteur soient suffisantes pour provoquer des déformations plastiques au niveau des éléments de troisième corps [75]. Avec cette hypothèse, on utilise le modèle de Bowden et Tabor [12] pour calculer l'aire de contact effective a_{ij} entre deux particules :

$$a_{ij} = \sqrt{\frac{r_n}{\pi H}} \quad (2.38)$$

où r_n désigne la force de réaction et H désigne la dureté du matériau.

Une fois la section de contact trouvée, la formule de constriction de Holm [85] est utilisée pour calculer la résistance de contact entre particules i et j :

$$R_{ij} = \frac{\rho}{2a_{ij}} = \frac{\rho}{2} \sqrt{\frac{\pi H}{r_n}}. \quad (2.39)$$

Elle prévoit donc une diminution de la résistance électrique entre deux particules en fonction de l'effort normal r_n comme l'inverse de sa racine carrée (voir Figure 2.16).

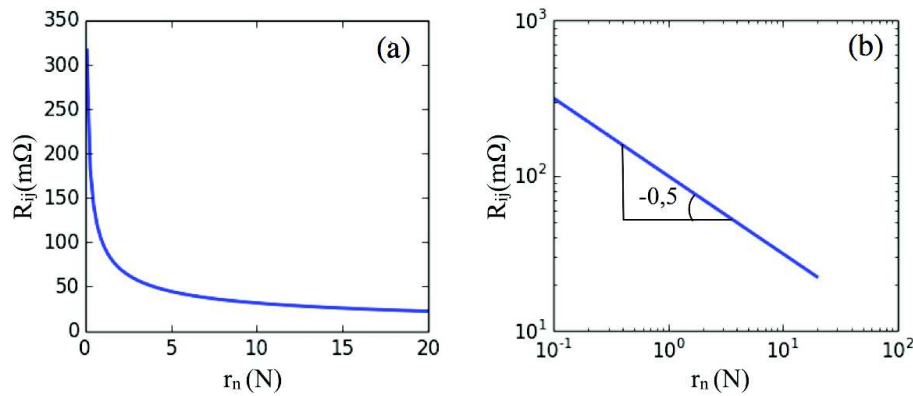


FIGURE 2.16 – La résistance équivalente en fonction de l'effort normal pour les éléments de troisième corps tracé à l'échelle normale (a) et tracé à l'échelle log-log (b).

Validation numérique Nous avons effectué divers tests numériques sur un échantillon numérique composé uniquement d'éléments de troisième corps. L'échantillon numérique est illustré par la figure 2.17, où une boîte rectangulaire contenant des particules de troisième corps est soumise à la compression avec un effort F . On peut mesurer la résistance effective de cette échantillon R entre les deux parois.

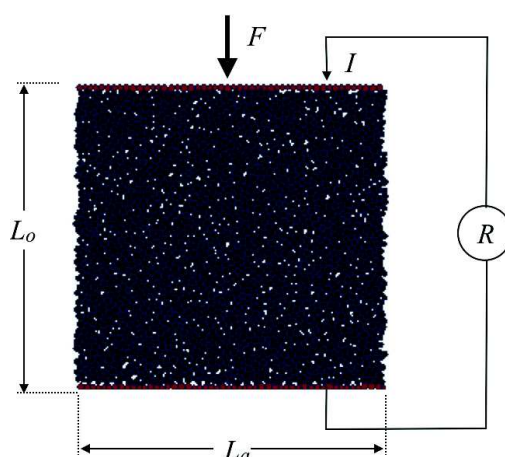


FIGURE 2.17 – Echantillon numérique pour valider la formulation électrique et thermique dans le milieu du troisième corps.

Largeur	L_a	5 mm
Hauteur	L_o	5-12 mm
Diamètres des éléments	d	10^{-1} mm
Polydispersité	δr	20 %
Chute de tension	U	1 V
Masse volumique	m	2090 kg/m ³
Dureté	H	400 MPa
Effort de compression	F	1 - 39 N
Résistivité électrique	ρ	1 Ω m

TABLE 2.2 – Les paramètres de simulation.

En jouant sur les efforts de compression et la hauteur de la boîte, nous obtenons les résultats suivants (c.f. Figure 2.18), où nous pouvons voir une diminution de la résistance effective R en fonction de l'effort appliqué F et une augmentation linéaire de la résistance R en fonction de la hauteur de l'échantillon L_o :

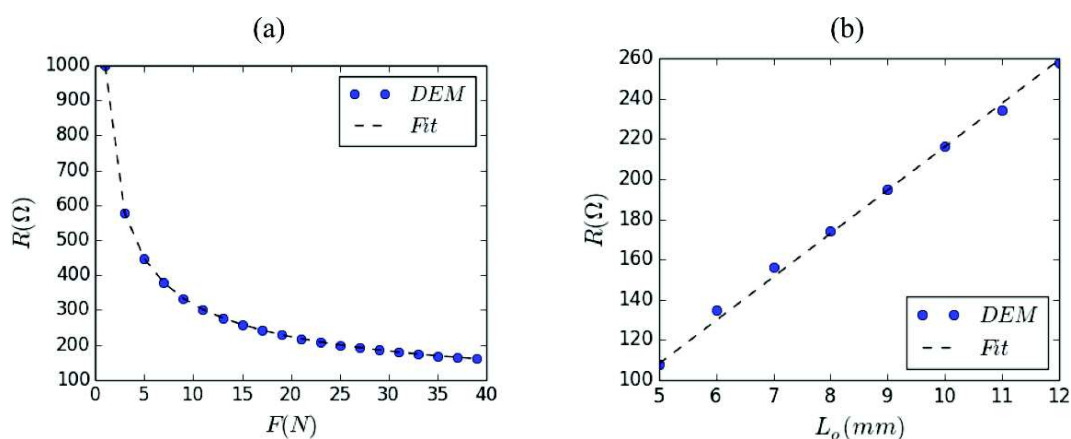


FIGURE 2.18 – Résistance électrique R de l'échantillon en fonction de l'effort de compression F (a) et en fonction de son hauteur L_o .

Des résultats de compression d'un poudre en carbon effectué par Noda et al. montrent des dépendances similaires avec l'effort de compression et l'hauteur de la boîte [75]. Nous considérons alors que notre modèle est valide.

2.4 Cadre thermique

2.4.1 Introduction

Les aspects thermiques dans les milieux divisés ont largement été étudiés dans la littérature. On pourra lire les travaux de Renouf et al. dans [77] ou encore les travaux de thèse de Riviere [88] pour avoir une idée générale.

On se propose ici de rappeler les grandes lignes du modèle thermique en détaillant l'introduction de l'effet Joule dans le modèle. Pour plus de détail le lecteur peut lire la thèse de J. Rivière [87] sur laquelle nous nous appuyons. Par rapport à un contact mécanique pur, le passage du courant électrique génère une source volumique par effet Joule. Pour cette raison, nous proposons d'ajouter un terme de génération de chaleur par effet Joule afin de modéliser à la fois la génération de chaleur par effet mécanique et effet électrique.

2.4.2 Formulation générale

D'une manière générale, l'évolution thermique dans un milieu modélisé par la méthode des éléments discrets relie la différence de température au cours du temps aux différentes contributions des flux de chaleur Q échangés (voir Figure 2.19).

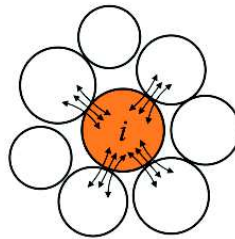


FIGURE 2.19 – Échange de chaleur sous forme de flux thermique entre la particule i et ses voisins.

L'évolution de la température T_i d'une particule i est alors une résultante de différents phénomènes thermiques décrits en termes de flux d'échange entre éléments voisins. L'évolution de la température d'une particule i est donnée par [87] :

$$m_i c_i v_i \frac{dT_i}{dt} = Q_{cond}^i + Q_{conv}^i + Q_{rad}^i + Q_{gen}^i, \quad (2.40)$$

où m_i représente la masse volumique de la particule i , c_i , sa capacité thermique massique et v_i , son volume. Globalement le produit $m_i c_i v_i$ indique une capacité calorifique. Nous supposons par ailleurs que les propriétés massiques, thermiques et volumiques liées aux variables m_i , c_i et v_i demeurent constantes au cours du temps. Cette écriture, initialement proposée pour un milieu granulaire, a été étendue par la suite vers des milieux divisés présentant un caractère continu.

Pour les applications tribologiques, en raison des fortes contraintes mécaniques appliquées à l'interface, une analyse sur l'ordre de grandeur des différents flux permet de montrer que les effets convectifs Q_{conv}^i et radiatifs Q_{rad}^i sont négligeables par rapport aux effets conductifs [87]. L'équation (2.40) se simplifie en :

$$m_i c_i v_i \frac{dT_i}{dt} = Q_{cond}^i + Q_{gen}^i. \quad (2.41)$$

Une fois de plus, dépendant la nature du milieu où se trouve l'élément (premiers corps, troisième corps), l'expression des flux est différente. Nous allons balayer en grandes lignes les expressions des flux génératifs et conductifs pour différents milieux.

2.4.3 Flux conductif

Commençons par les termes conductifs. Plusieurs travaux numériques permettent de donner une formulation locale de la conduction de chaleur dans un milieu continu équivalent [40, 88] et discret [40, 88, 94] et ces modèles sont déjà assez élaborés. Nous en donnons ici une présentation succincte.

Le comportement conductif d'un milieu continu équivalent a été étudié par Haddad [40] et Rivière [87] en se basant sur le travail de Hanh et al. [41]. D'après ces travaux, le flux conductif Q_{ij} est proportionnel à la différence de température $\Delta T = T_i - T_j$ et la conductance thermique équivalente K^c :

$$Q_{ij} = K^c (T_j - T_i), \quad \forall i, j \in [1, N] \quad (2.42)$$

L'expression suivante de la conductance thermique équivalente a été proposée et validée par Rivière et al. en comparant le comportement volumique d'un milieu discrétisé par la méthode des éléments discrets et par la méthode des éléments finis [88] :

$$K^c = \frac{\lambda \pi}{Z} \quad (2.43)$$

où λ désigne la conductivité thermique et Z le nombre moyen de voisins.

Pour les particules de troisième corps, le flux conductif est également gouverné par une équation du type (2.42) :

$$Q_{ij} = K^{ij}(T_j - T_i), \quad \forall i, j \in [1, N]. \quad (2.44)$$

Dans ce cas-là, la conductance thermique K^{ij} est supposée proportionnelle à la surface de contact effective a_{ij} . Cette surface de contact est calculée en supposant des déformations plastiques :

$$a_{ij} = \sqrt{\frac{r_n}{\pi H}}, \quad (2.45)$$

où H désigne la dureté du matériau. Alors la conductance K^{ij} vaut :

$$K^{ij} = 2\lambda a_{ij} = 2\lambda \sqrt{\frac{r_n}{\pi H}}. \quad (2.46)$$

Cette équation a déjà été validée par les travaux de Rivière [87]. Ainsi, le terme conductif Q_{cond}^i pour la particule i s'écrit comme :

$$Q_{cond}^i = \sum_{j \in \mathcal{I}_i} Q_{ij} = K \sum_{j \in \mathcal{I}_i} (T_j - T_i), \quad \forall i \in [1, N] \quad (2.47)$$

avec $K = \lambda\pi/Z$ pour les éléments des premiers corps et $K = 2\lambda\sqrt{r_n/(\pi H)}$ pour les éléments de troisième corps.

2.4.4 Flux génératif

Par rapport à un contact mécanique, le passage du courant électrique génère une source supplémentaire de chaleur par effet Joule. Nous avons alors deux sources de génération. La première source vient des effets mécaniques la deuxième des effets électriques. Nous avons donc décomposé le terme génératif Q_{gen} en deux termes avec un terme mécanique et un terme électrique.

2.4.4.1 Source mécanique

Pour les éléments des premiers corps, nous supposons que la génération par effets mécaniques est nulle puisqu'ils sont immobiles. Pour les éléments de troisième corps, des chocs ont lieu et nous supposons que ces chocs sont inélastiques. Nous supposons que l'énergie dissipée se transforme entièrement en chaleur. Le terme génératif pour les éléments de troisième corps s'écrit comme :

$$Q_{gen}^{ij} = \mathbf{r}^{ij} \bar{\mathbf{v}}^{ij}, \quad (2.48)$$

où $\mathbf{r}^{ij}$ et $\bar{\mathbf{v}}^{ij}$ désignent les réactions et les vitesses définies au repère local.

Nous supposons que cette puissance mécanique produite est équitablement partagée entre deux éléments de contact. Ainsi, le terme génératif Q_{gen}^{meca} pour un élément i est égale à :

$$Q_{gen}^{meca} = \frac{1}{2} \sum_{j \in \mathcal{V}_i} \mathbf{r}^{ij} \bar{\mathbf{v}}^{ij}, \quad (2.49)$$

qui est valable uniquement pour les éléments de troisième corps.

2.4.4.2 Source électrique

La génération de chaleur par effet Joule est une extension logique du modèle électrique présenté dans la section précédente. En effet, pour chaque contact on associe une résistance électrique de contact, et cette résistance électrique peut générer une source de chaleur lorsque le courant électrique passe à travers le contact. Pour cela, nous écrivons la formule classique de l'effet Joule au niveau de chaque contact comme :

$$Q_{ij}^{el} = U_{ij} I_{ij} = R^{el} I_{ij}^2 = C^{el} (U_i - U_j)^2, \quad (2.50)$$

où R^{el} est la résistance de contact définie dans la section précédente (équation 2.36).

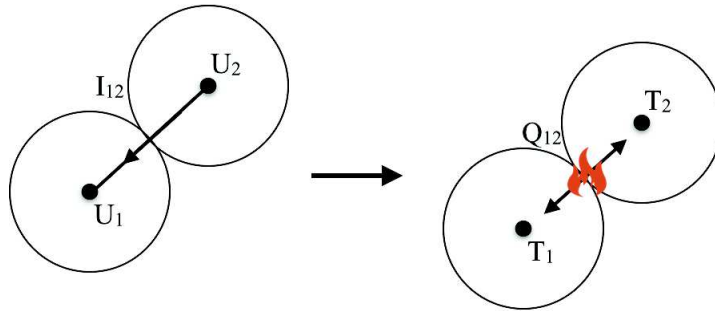


FIGURE 2.20 – Illustration de l'effet Joule dans un contact.

L'équation précédente est valable quelque soit la nature des éléments (premiers corps ou troisième corps). Pour la puissance générée à chaque contact, nous supposons également qu'il y a un partage équitable de chaleur entre deux éléments de contact. Ainsi, pour un élément i , le terme génératif par effet Joule s'écrit comme :

$$Q_{gen}^{el} = \frac{1}{2} \sum_{j \in \mathcal{V}_i} C^{el} (U_i - U_j)^2. \quad (2.51)$$

Cette formule sera validée par des tests numériques présentés dans la suite.

2.4.5 Validations numériques

Pour le cas sans courant, des tests de validation ont été réalisés dans les travaux utilisant la même méthodologie [40, 88]. Nous ne les reproduisons pas concernant ces aspects. Nous présentons ici seulement les tests concernant l'effet Joule présenté dans le paragraphe précédent.

2.4.5.1 Validation dans les premiers corps

Pour valider la formule (2.51), nous allons comparer les résultats numériques à des résultats analytiques. Pour rappel, l'équation de la chaleur dans un milieu continu homogène avec une génération par effet Joule s'écrit de la façon suivante :

$$mc \frac{dT}{dt} = \lambda \Delta T + \rho j^2, \quad (2.52)$$

avec ρ la résistivité du matériau (Ωm) et j la densité de courant électrique (A/m^2).

Nous allons considérer un cas simple où un échantillon numérique isolé (sans échange de chaleur avec l'extérieure) est traversé par une densité de courant électrique j homogène. Dans ce cas là le terme diffusif $\lambda \Delta T$ dans l'équation (2.52) peut être négligé. L'équation (2.52) devient simplement :

$$mc \frac{dT}{dt} = \rho j^2. \quad (2.53)$$

Nous supposons en plus que la densité de courant est constante dans le temps et que les propriétés physiques sont indépendantes de la température. Alors l'augmentation de la température $T(t)$ en fonction du temps est exprimée par :

$$T(t) = \frac{\rho}{mc} j^2 t + T_0. \quad (2.54)$$

Cette équation sera la base de validation de nos résultats de simulation.

Des simulations par la méthode des éléments discrets ont été menées pour un échantillon numérique avec une température initialement homogène, chauffé par un courant dont l'intensité est fixée à 10 A. Les résultats de simulation sont donnés dans la figure 2.22.

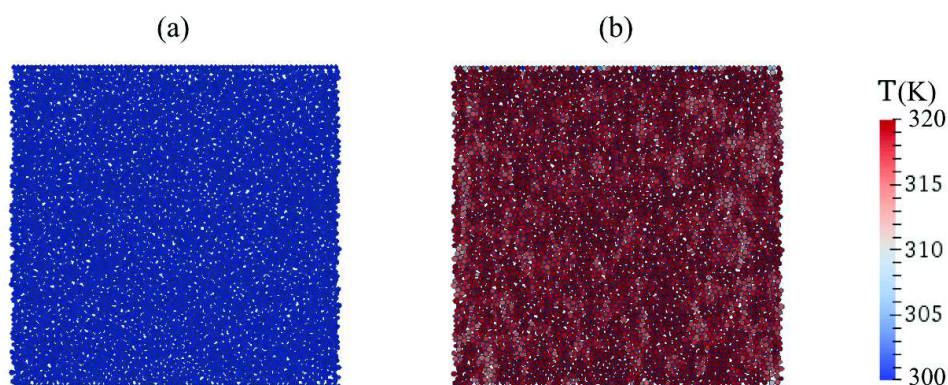
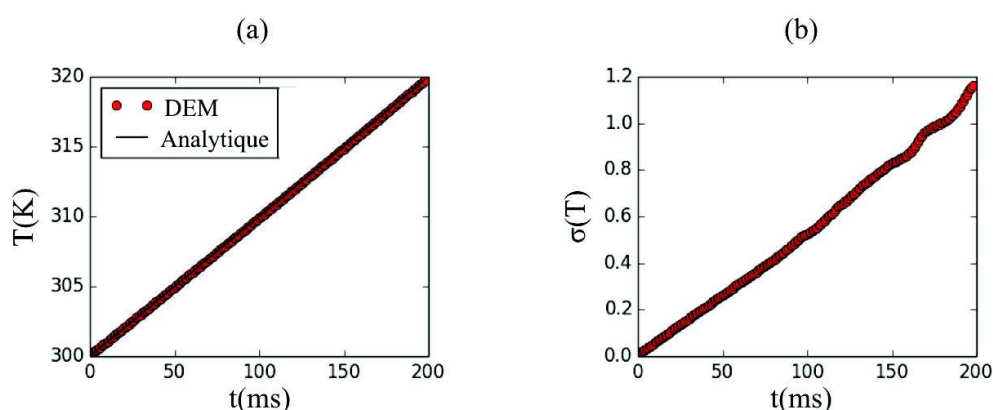
FIGURE 2.21 – Snapshot de la simulation avec effet Joule, (a) $t=0\text{ms}$; (b) $t=200\text{ms}$.

FIGURE 2.22 – (a) résultats de simulation par la méthode des éléments discrets de l'évolution de la température comparés à l'équation (2.54) ; (b) écart-type de la température des éléments au cours du temps.

Nous pouvons constater que l'échauffement moyen suit bien l'évolution donnée par l'expression analytique (2.54) (voir Figure 2.22 a). Cependant, en raison de la structure locale, le flux n'est pas identique pour tous les éléments. La quantité de chaleur reçue par chaque élément est légèrement différente, ce qui fait que le champ de température n'est pas tout à fait homogène. Néanmoins, la fluctuation est faible par rapport à la valeur moyenne (voir Figure 2.22 b), qui ne représente que moins de 10% de la valeur moyenne. Ces résultats permettent de valider globalement notre modèle d'échauffement par effet Joule.

2.4.5.2 Validation dans le troisième corps

Dans le troisième corps, il peut y avoir à la fois une génération de chaleur par effet mécanique pur et par effet mécanique couplé à un effet électrique. Nous avons effectué quelques tests sur un empilement 2D en jouant sur la pression appliquée à l'échantillon et la densité de courant électrique pour voir la compétition entre la génération de chaleur par les effets mécaniques et par les effets électriques. Notre échantillon numérique est illustré par la figure 2.23.

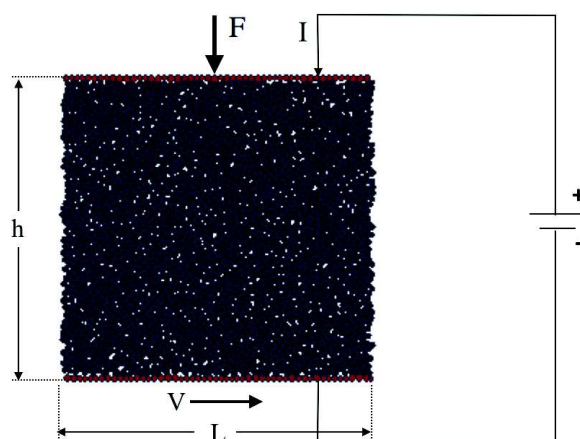


FIGURE 2.23 – Échantillon numérique pour valider la formulation thermique dans le milieu du troisième corps.

Largeur	L	10^{-2} m
Hauteur	h	10^{-2} m
Taille moyenne des éléments	r	10^{-4} m
Polydispersité	δr	20 %
Masse volumique	m	2090 kg/m ³
Dureté	H	400 MPa
Résistivité électrique	ρ	1 Ω m
Conductivité thermique	λ	100 W/K/m
Chaleur massique	c	340 J/kg/K

TABLE 2.3 – Les paramètres de simulation pour valider le modèle.

Les résultats de simulation sont illustrés par la figure 2.24. Nous avons tout d'abord mené des simulations dans le cas où la densité de courant est nulle. En faisant varier la pression appliquée (voir Figure 2.24 a et b). Nous pouvons constater que dans ce cas sans courant, l'échauffement augmente de façon linéaire par rapport à la pression appliquée. Cette tendance est logique car l'échauffement moyen est proportionnel à la puissance mécanique injectée, qui est proportionnelle au produit PV . Nous précisons que les conditions adiabatiques sont utilisées dans ces simulations, ainsi toute la chaleur produite est conservée dans le système.

Dans le cas avec une grande densité de courant ($I = 50A$) la tendance est inversée : plus la pression est grande, moins l'augmentation de la température est rapide. En effet, en augmentant la pression appliquée, la résistance électrique diminue puisque la surface de contact effective augmente (voir Figure 2.18). Comme l'effet Joule est proportionnel à la résistance effective, on a donc une diminution de la puissance électrique en augmentant la pression appliquée. Comme la puissance électrique est dominante dans ce cas là, nous arrivons donc à une diminution de la puissance totale malgré une augmentation de la puissance mécanique.

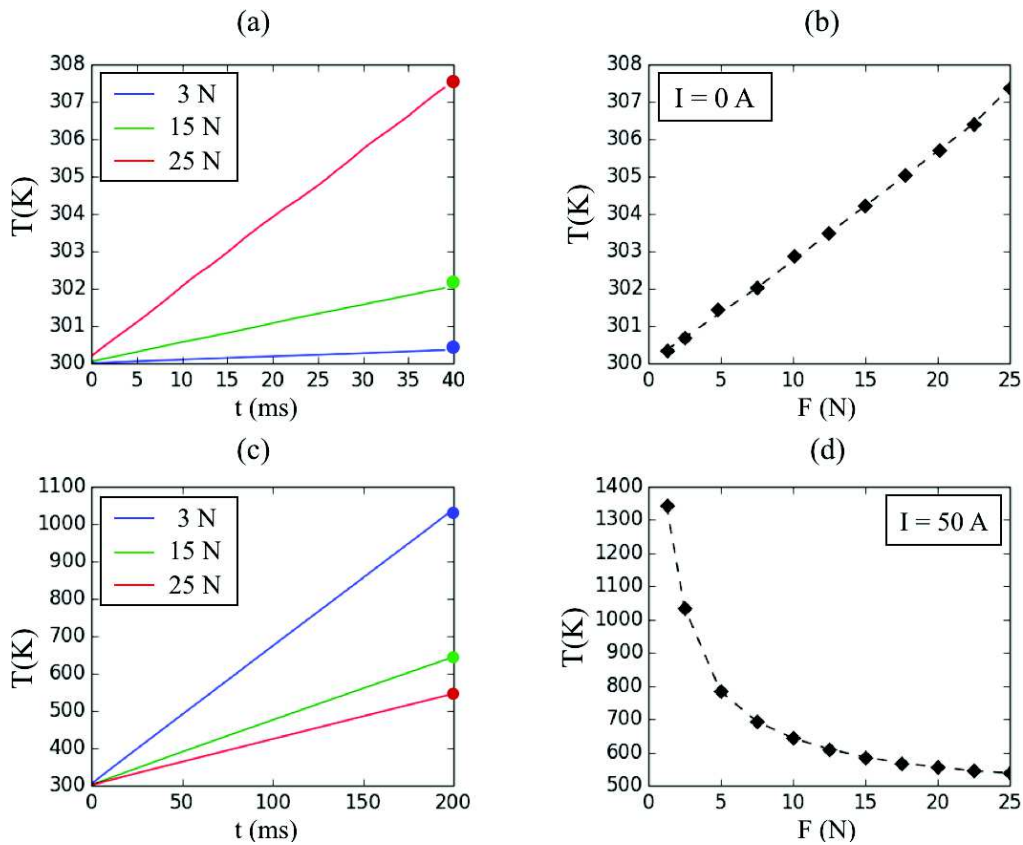


FIGURE 2.24 – Évolution de la température moyenne de l'échantillon numérique pour différentes pressions appliquées en fonction du temps. (a) et (b) représentent le cas sans courant ; (c) et (d) représentent le cas avec une forte densité de courant.

Ces résultats sont cohérents avec les résultats expérimentaux où on observe des tendances similaires au contact [58]. Ces résultats permettent donc de valider de manière qualitative nos approches thermiques pour le milieu du troisième corps.

2.5 Synthèse

2.5.1 Schéma de résolution multi-physique

Le schéma complet permettant de résoudre successivement les problèmes mécaniques, électriques et thermiques est donné par la figure 2.25. La résolution commence par le problème mécanique, puisque le calcul de la conductance électrique et thermique au niveau d'un contact nécessite la connaissance la force d'interaction au contact. La résolution du problème mécanique permet alors de connaître la position de chaque élément ainsi que les interactions mécaniques. La résolution du problème électrique suit immédiatement en assemblant la matrice de conductance électrique, en appliquant également les conditions aux limites. Les configurations mécanique et électrique permettent de calculer les sources thermiques

correspondantes. En calculant l'échange de chaleur par la diffusion, un bilan thermique permet alors de calculer l'incrément de la température dans l'intervalle de temps $[t, t+dt]$ pour chaque élément i , qu'on rajoute à sa valeur initiale T_i . On aura donc l'information complète concernant les effets mécaniques, électriques et thermiques à la fin du pas de temps suivant $t + dt$. L'évolution dans le temps se fera en itérant ce processus.

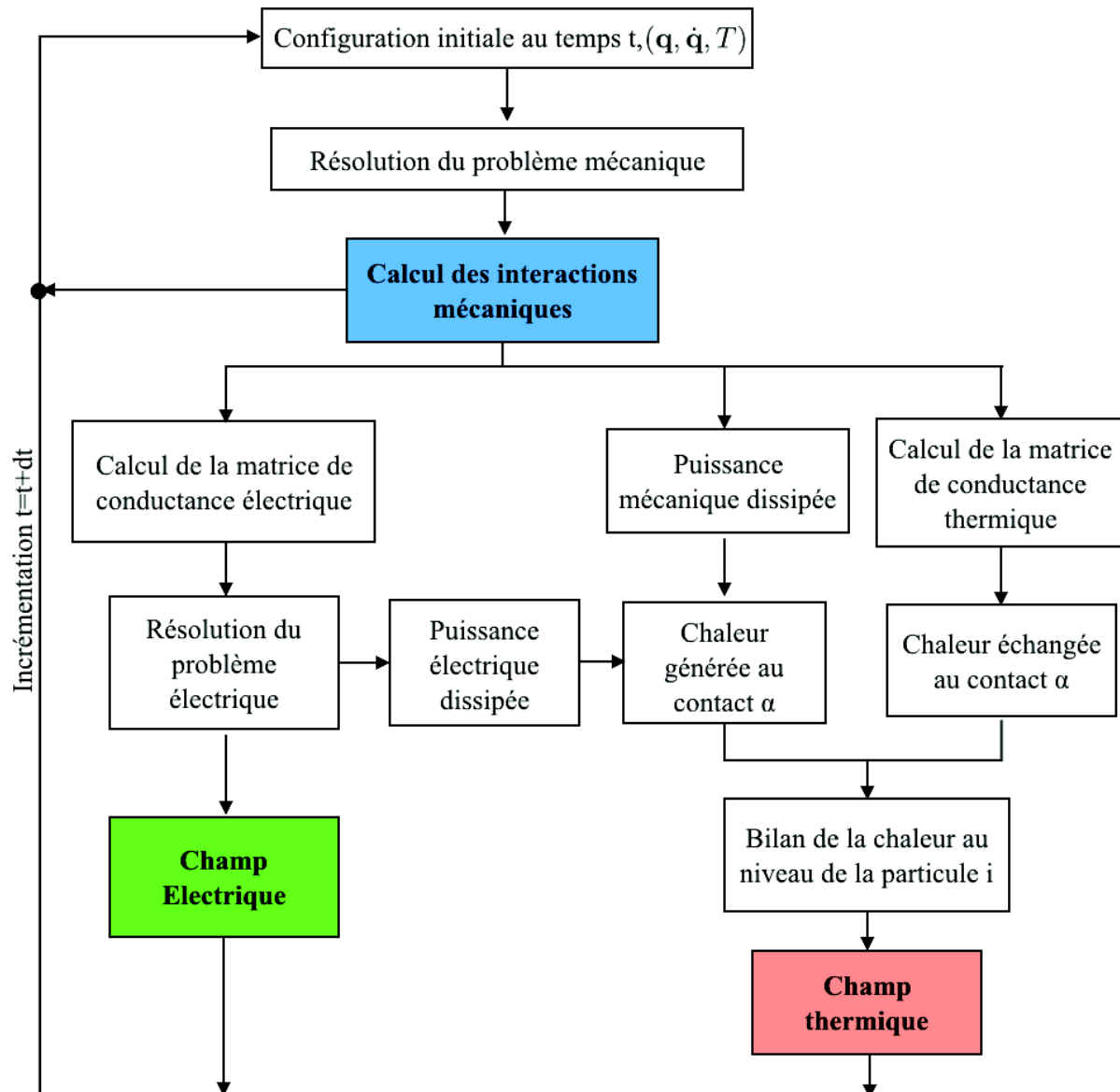


FIGURE 2.25 – Procédure de résolution pour un problème multi-physique par la méthode des éléments discrets.

Par cette formulation, il est également possible de modéliser une modification des propriétés mécaniques des premiers corps via une modification de la loi cohésive (CZM) en fonction de la température, cette option sera présentée ultérieurement. Elle ouvre une voie pour prendre en compte la fragilisation du matériau par échauffement local. De cette manière on peut prendre en compte l'effet de la densité de courant sur la dégradation des volumes près de l'interface.

2.5.2 Stratégie numérique

Une fois l'outil numérique achevé, nous allons l'utiliser pour étudier le comportement tribologique du contact balai-collecteur. La stratégie numérique est illustrée par la Figure 2.26, où les différentes étapes de l'étude numérique sont spécifiées et présentées dans les chapitres séparés.

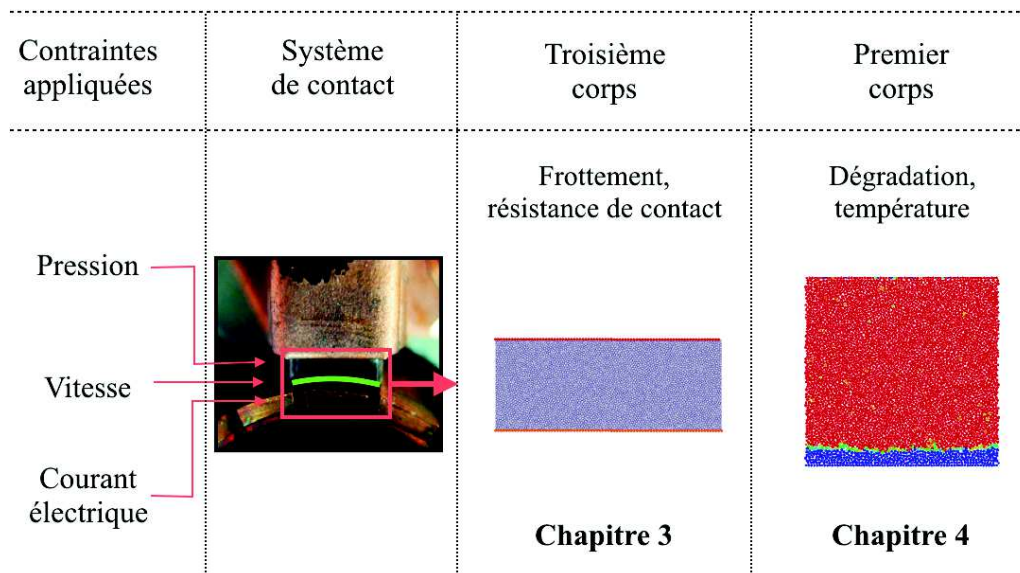


FIGURE 2.26 – Stratégie numérique adoptée pour la thèse. D'abord nous allons étudier le frottement et la résistance de contact via un modèle de troisième corps dans le chapitre 3 ; ensuite nous allons étudier la dégradation et l'échauffement du contact par un modèle dégradé dans le chapitre 4.

Pour modéliser le contact balai-collecteur, nous allons représenter uniquement la dégradation du balai. De ce fait, nous modélisons la génération d'une couche de 3^e corps en fonction des sollicitations extérieures. Pour comparer ces résultats à un cas de référence, nous allons tout d'abord étudier le comportement mécano-électrique d'une couche de 3^e corps, en jouant sur les propriétés physiques de celle-ci. Ainsi, bénéficiant des résultats de référence nous passerons au modèle dégradé, en les comparant aux résultats expérimentaux.

Chapitre 3

Dynamique du troisième corps

Sommaire

3.1	Introduction	68
3.2	Modèle numérique	68
3.2.1	Présentation du modèle	68
3.2.2	Définition des mesures et identificateurs globaux	70
3.3	Résultats et discussions	72
3.3.1	Aspects mécaniques	72
3.3.2	Mesure électrique	74
3.3.3	Discussion	77
3.4	Influence de la composition	78
3.4.1	Introduction	78
3.4.2	Résultats et discussion	79
3.5	Conclusion	81

3.1 Introduction

Dans ce chapitre nous proposons d'analyser la résistance électrique de contact en présence de troisième corps. Pour l'étude de la résistance de contact, la littérature offre exclusivement des modèles statiques basés sur les déformations des premiers corps [15], en supposant que le contact soit propre (sans troisième corps). Il devient nécessaire d'étudier le comportement électrique du troisième corps sous sollicitations dynamiques.

3.2 Modèle numérique

3.2.1 Présentation du modèle

Nous allons tout d'abord considérer que le 3^e corps est déjà présent au contact et qu'il n'y a pas de débit source ni de débit d'usure. Afin de représenter un tel système, nous avons construit le modèle illustré par la figure 3.1.

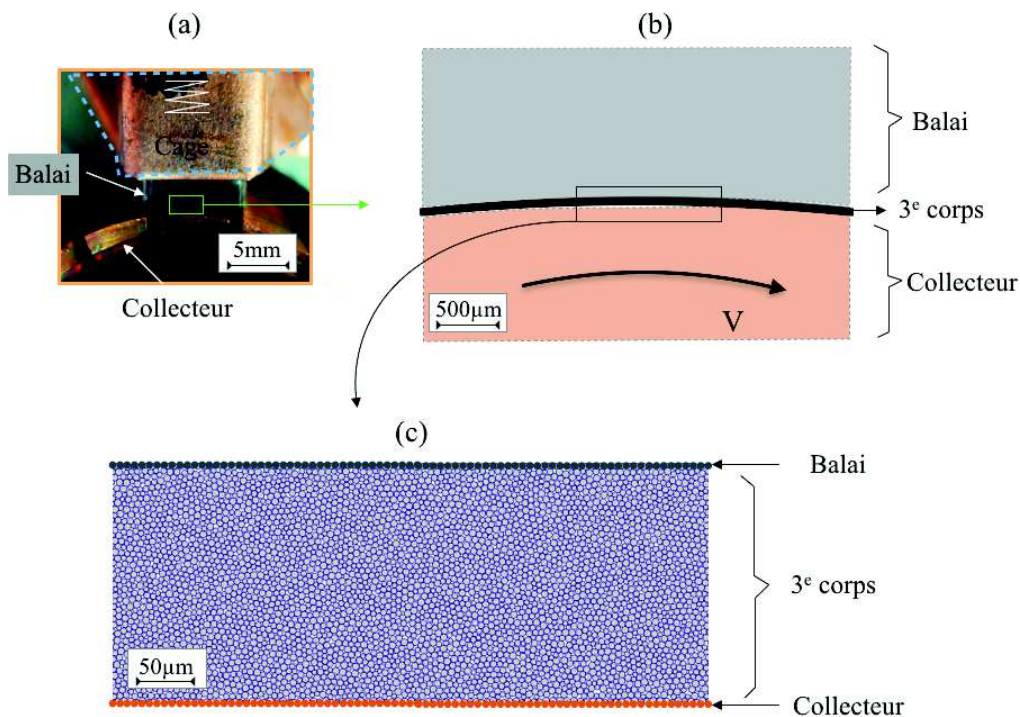


FIGURE 3.1 – Vue à l'échelle macroscopique du contact (a) ; vue schématique à une échelle inférieure (b) ; modèle numérique à l'échelle microscopique du contact (c).

Paramètres	Notation	Valeur
Longueur	L	$2 \cdot 10^{-3}$ m
Hauteur	H	$8 \cdot 10^{-4}$ m
Diamètre moyen	d	$2,5 \cdot 10^{-5}$ m
Polydispersité	ϕ	20%
Vitesse	V	0,1 à 10 m/s
Pression	P	1 à 10^3 KPa

TABLE 3.1 – Liste des paramètres des simulations numériques.

Ce modèle comporte deux parois rigides, représentant les premiers corps non dégradables ici. Le troisième corps est modélisé par un ensemble de particules numériques. Nous voudrions rappeler que, par ce type de modélisation, nous n'essayons pas de représenter une particule de troisième corps réelle à une particule numérique, la définition exacte d'une particule de troisième corps dans un contact fermé et dynamique n'étant pas encore connue. Nous allons donc faire correspondre notre ensemble de particules numériques à un volume de troisième corps donné. De ce fait, utilisant des particules rigides pour éléments de base, nous jouerons à la fois sur sa composition (mélange de particule) et sur les lois d'interaction entre éléments.

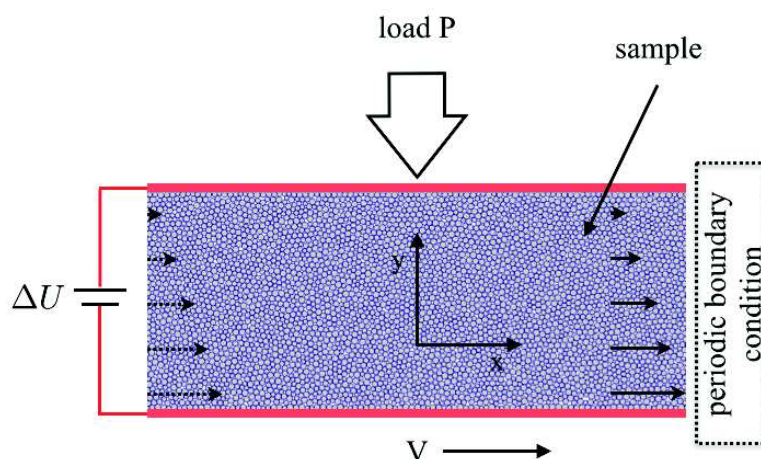


FIGURE 3.2 – Définition des conditions limites : condition périodique dans la direction de cisaillement x est appliquée ; une différence de potentiel électrique $\Delta U = 1V$ entre les parois supérieure et inférieure est appliquée pour la partie électrique. Les contraintes mécaniques P, V sont également appliquées aux parois supérieure et inférieure respectivement.

La couche de troisième corps est soumise à une pression P appliquée via la paroi supérieure, représentant la poussée exercée par le ressort via le premier corps supérieur (balai) (voir Figure 3.2). Une vitesse de cisaillement V est appliquée à la paroi inférieure pour représenter la vitesse de rotation du collecteur. Des conditions périodiques dans la direction de cisaillement sont utilisées pour simuler un écoulement plan infini. Concernant les propriétés électriques, nous supposons que les éléments dans une paroi (supérieure et inférieure) ont le même potentiel électrique, dont les valeurs sont fixées à 0 et 1 V respectivement. Un courant I induit par cette différence de potentiel traverse l'échantillon du haut vers

le bas. Sa valeur permettra de calculer la résistance effective du milieu via la loi d'Ohm. Nous supposons que les propriétés mécaniques et électriques des éléments ne varient pas avec la température. De ce fait, la partie thermique ne sera pas prise en compte dans les analyses suivantes.

3.2.2 Définition des mesures et identificateurs globaux

Afin d'analyser le comportement tribologique du troisième corps, nous allons regarder différents indicateurs globaux. En particulier nous allons nous intéresser au "frottement macroscopique" et à la "résistance de contact" du système. Le "coefficient de frottement" est défini comme le ratio entre la force normale F exercée sur la paroi supérieure et la force tangentielle T résultant du mouvement de la paroi inférieure :

$$\mu = \frac{T}{F}. \quad (3.1)$$

La "résistance de contact" est définie comme la résistance effective du milieu R_c , qui est calculée par :

$$R_c = \frac{\Delta U}{I}, \quad (3.2)$$

où ΔU désigne la différence de potentiel et I l'intensité de courant induit.

Plutôt que de tracer directement la valeur de la résistance de contact R_c , nous regarderons l'évolution du rapport entre la valeur dynamique et la valeur statique $R_c(V = 0)$ défini par :

$$R = \frac{R_c(V)}{R_c(V = 0)}. \quad (3.3)$$

L'avantage de R par rapport à R_c est de rendre la valeur indépendante des propriétés géométriques de l'échantillon. Les résultats numériques peuvent se généraliser à un échantillon numérique quelconque.

La compacité Φ est aussi un paramètre important car elle permet de connaître l'état mécanique du milieu. Elle est définie comme le rapport entre le volume occupé par les éléments V_s et le volume total du milieu V_t , soit :

$$\Phi = \frac{V_s}{V_t}. \quad (3.4)$$

Comme pour la résistance nous regarderons l'évolution du rapport Φ/Φ^* où Φ^* représente la compacité à $V = 0$. Pour un échantillon statique, la valeur de la compacité pour un milieu désordonné (Random Close Packing) est estimée à 0,82.

La modélisation du 3^e corps repose sur une analogie entre la matière discontinue séparant les corps en contact avec un ensemble de particules élémentaires interagissant via des lois d'interaction. Il est donc tout à fait possible d'utiliser des indicateurs issus de la littérature des milieux granulaires dans notre étude. L'indicateur le plus pertinent dans notre cas est le nombre inertiel introduit par Pouliquen et al. [5], permettant de décrire les différents régimes d'écoulement.

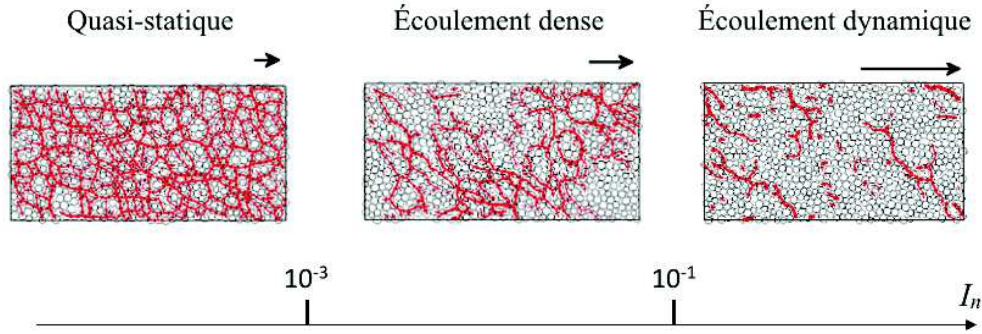


FIGURE 3.3 – Illustration de trois régimes d'écoulement suivant la valeur du nombre inertiel I_n [5] et l'évolution du réseau de contact dans ces trois régimes d'après Rognon et al. [89]. Les traits représentent les forces normales entre particules.

Ce nombre inertiel peut s'exprimer comme le rapport entre le temps microscopique et le temps macroscopique [5] :

$$I_n = \frac{t_{micro}}{t_{macro}} = \frac{\dot{\gamma}d}{\sqrt{P/\rho}} \quad (3.5)$$

où $t_{micro} = d/\sqrt{P/\rho}$ est un temps microscopique de réarrangement lié à la pression de confinement et $t_{macro} = 1/\dot{\gamma}$ est un temps lié au cisaillement moyen. Pour s'en convaincre, considérons deux couches de grains adjacentes au sein de l'écoulement (c.f. Figure 3.4).

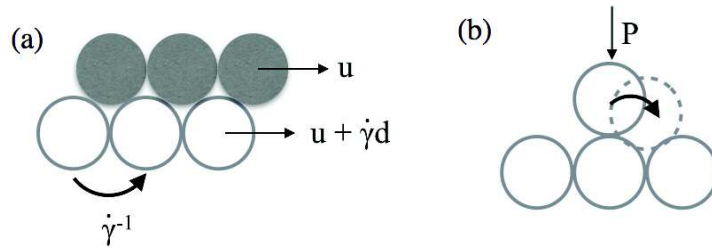


FIGURE 3.4 – Interprétation physique du nombre inertiel I_n en termes de temps macroscopique de déformation (a) et de temps microscopique de réarrangement sous la pression de confinement P (b).

La vitesse relative de la couche supérieure par rapport à la couche du dessous est $\Delta u = \dot{\gamma}d$. Par conséquent, le temps moyen mis par un grain pour se déplacer de son diamètre et franchir le grain en dessous est $t_{macro} = d/\Delta u = \dot{\gamma}^{-1}$. Le second temps t_{micro} peut s'interpréter comme le temps mis par une particule pour tomber dans un trou de taille d sous l'effet de la pression de confinement P (c.f. Figure

3.4). La loi de Newton projetée sur la verticale s'écrit dans ce cas $md^2z/d^2t = F_z$, avec $m \simeq \rho d^3$, $d^2z/d^2t \simeq d/t_{micro}^2$ et $F_z \simeq Pd^2$. On obtient bien $t_{micro} = d/\sqrt{P/\rho}$.

Cette écriture de I_n donne un ordre de grandeur en termes d'échelle de temps pour les trois régimes d'écoulement (c.f. Figure 3.3). Les nombres I_n très faibles (typiquement inférieurs à 10^{-3}) correspondent au régime quasi-statique (écoulement lent). Les déformations macroscopiques sont lentes par rapport au temps de réarrangement des grains. En revanche, les grandes valeurs de I_n ($> 0,1$) correspondent au régime rapide et dilué (gaz granulaire). Le régime dense se trouve entre les deux.

De ce fait, connaissant a priori les sollicitations appliquées (i.e. P et V), en ayant une estimation de l'épaisseur de 3^e corps on peut savoir dans quel régime on se trouve. On peut noter que l'état gazeux n'est pas un état pertinent dans notre étude. Il est donc préférable d'avoir des valeurs de I_n inférieur à 10^{-1} . Bien entendu, le calcul de I_n ne fait appel uniquement à des lois de contact frottant et ne prend pas en compte des potentielles forces d'attraction.

3.3 Résultats et discussions

3.3.1 Aspects mécaniques

Avant de commencer les analyses électriques, nous proposons de commencer par une analyse des résultats concernant les aspects mécaniques de cette couche de troisième corps. Plus spécifiquement nous allons commencer par présenter l'évolution du frottement macroscopique et de la compacité en fonction des contraintes mécaniques appliquées. Pour ces aspects, des travaux de recherche sur l'écoulement d'une couche granulaire peuvent être identifiées constituant une étape de validation du modèle.

Nous avons balayé plusieurs valeurs de la pression P et de la vitesse V pour voir l'impact de ces conditions sur le frottement. Dans chaque simulation, la valeur de P et de V est constante. Chaque simulation est conduite jusqu'à l'obtention d'un état stationnaire. De ce fait, la valeur moyenne du "frottement macroscopique" est calculée et tracée en fonction de la valeur de I_n correspondante. Les résultats numériques sont résumés sur la figure 3.5.

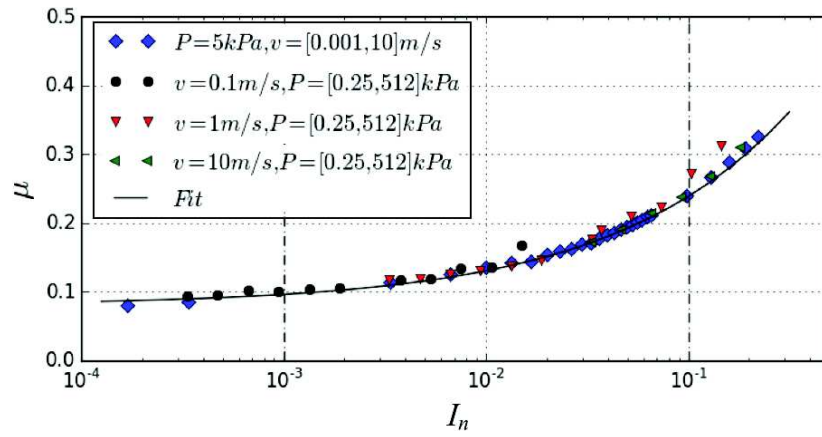


FIGURE 3.5 – Évolution du coefficient de frottement macroscopique en fonction du nombre inertiel I_n . Chaque point correspond à une simulation avec un jeu de (P,V) donné. Le nombre d'itération pour chaque simulation est égale à 20 000 pour atteindre l'état stationnaire.

L'ensemble des résultats présente une allure particulière. Ils suivent bien la loi proposée par da Cruz et al. [30] à savoir une loi du type (3.6). Une augmentation du frottement effectif μ a été observée en fonction du nombre inertiel I_n :

$$\mu(I_n) = \mu^* + bI_n, \quad (3.6)$$

avec $\mu^* = 0,08$ et $b = 1,2$, valeurs obtenues numériquement.

Ce frottement peut être regardé en parallèle de l'évolution de la compacité. Ainsi on peut obtenir une diminution de la fraction volumique en fonction du nombre inertiel comme observée dans les travaux de Pouliquen et al. [5].

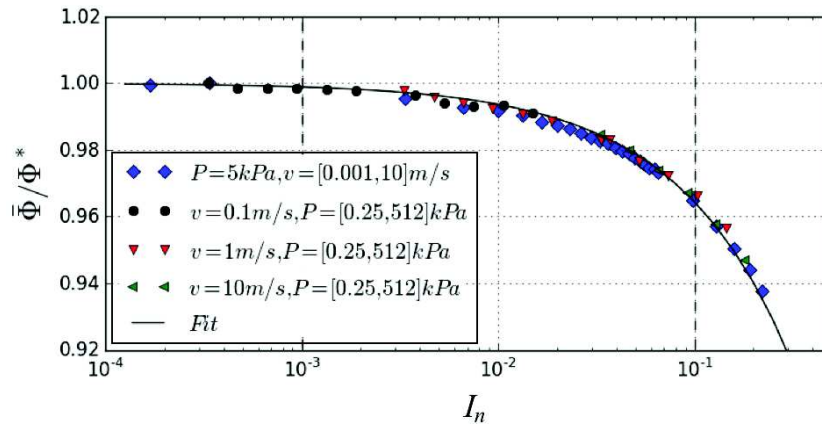


FIGURE 3.6 – Évolution de la compacité Φ et du coefficient de frottement effective en fonction du nombre inertiel I_n . Chaque point correspond à une simulation avec un jeu de (P,V) donné. Le nombre d'itération pour chaque simulation est égale à 20 000 pour atteindre l'état stationnaire.

Les résultats numériques montrent que la compacité du milieu diminue linéairement avec ce nombre inertiel :

$$\Phi(I_n) = \Phi^*(1 - aI_n), \quad (3.7)$$

avec $\Phi^* = 0,86$ la compacité statique et $a = 0,32$ obtenue numériquement.

Cette loi de comportement montre que la compacité diminue lorsque la vitesse augmente. Le milieu est plus dilué en dynamique, ce qui explique la diminution du nombre de chaînes de force (voir Figure 3.3).

3.3.2 Mesure électrique

Après avoir regardé les grandeurs mécaniques, nous nous intéressons aux grandeurs électriques. Tout d'abord nous regardons l'évolution du rapport R . Nous traçons sa valeur moyenne pour chaque simulation en fonction du nombre inertiel I_n (voir Figure 3.7) :

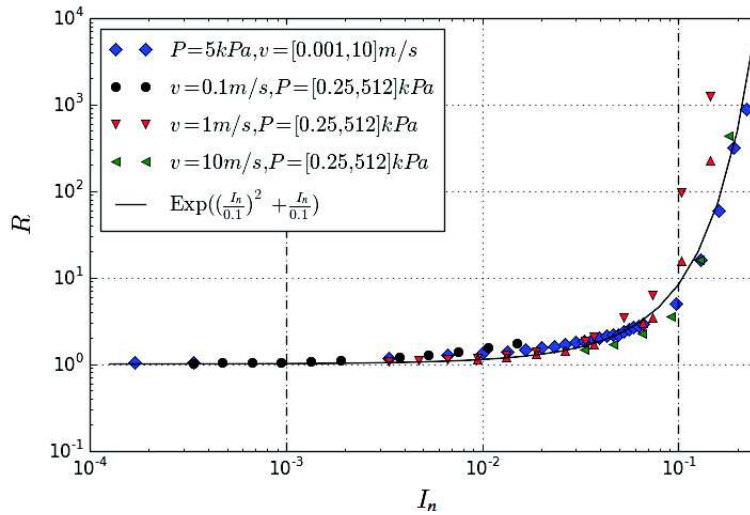


FIGURE 3.7 – Évolution de R en fonction du nombre inertiel I_n , tracée à l'échelle log-log. Chaque point correspond à une simulation avec un jeu de (P, V) donné. Le nombre d'itération pour chaque simulation est égale à 20 000 pour atteindre l'état stationnaire.

Une augmentation rapide de R en fonction du nombre inertiel I_n est observée. Cette augmentation suit la loi exponentielle suivante :

$$R(I_n) = e^{I_n^2/0.1^2 + I_n/0.1}. \quad (3.8)$$

Ceci montre que les effets inertiels contribuent également à l'augmentation de la résistance de contact. En effet, comme la compacité du milieu diminue en fonction du nombre inertiel, le nombre coordinnence

moyenne diminue également. Il y a moins de contacts mécaniques pour transmettre le courant électrique (voir Figure 3.8).

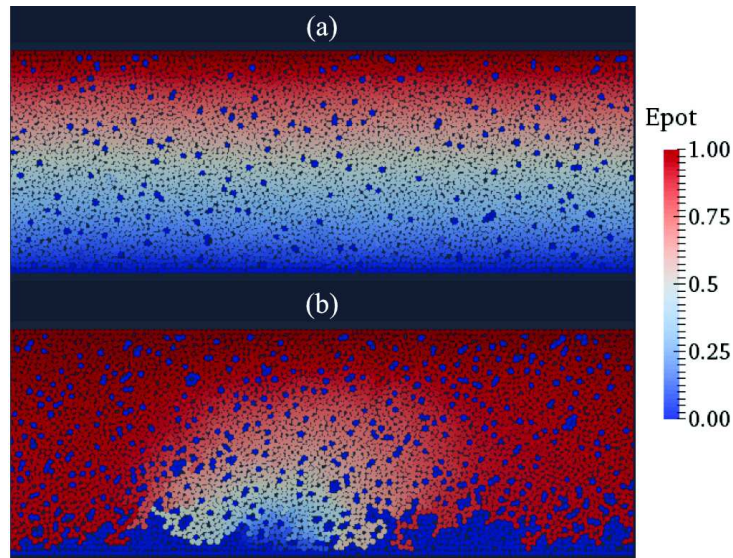
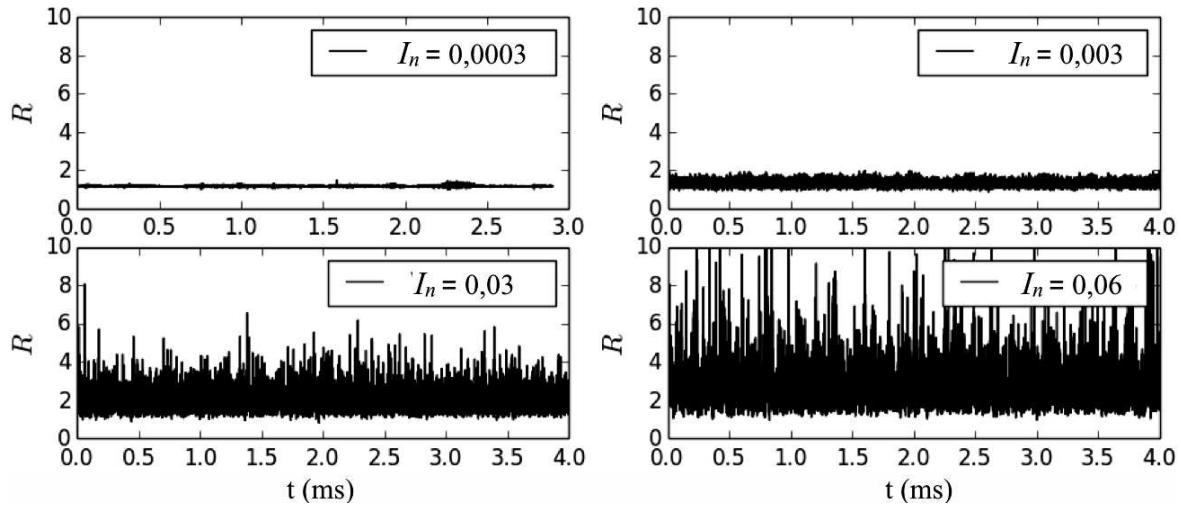


FIGURE 3.8 – Visualisation du potentiel électrique des éléments pendant la simulation pour deux régimes d'écoulement. (a) $I_n = 3 \cdot 10^{-4}$ et (b) $I_n = 3 \cdot 10^{-2}$.

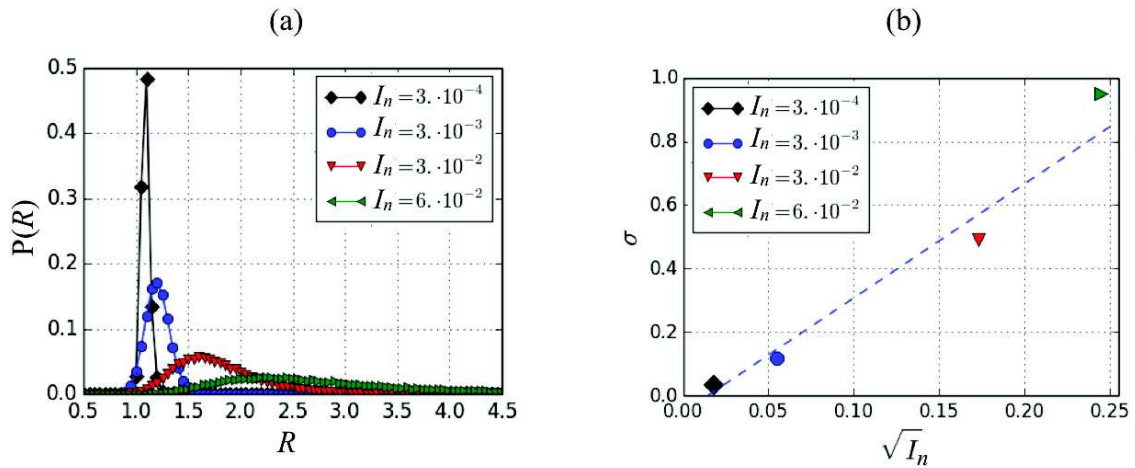
Lorsque le nombre inertiel atteint une valeur proche de l'état gazeux ($I_n = 0, 1$), le milieu est tellement dilué que les chaînes de force commencent à disparaître. Il n'y a plus de chaîne de force (donc réseau continu de résistance) pour transmettre le courant électrique via les contacts mécaniques. Le ratio $I_n/0, 1$ montre donc l'écart avec l'état critique du système. Aussi, pour les très grandes valeurs de $I_n > 0, 1$, les chaînes de force disparaissent et la conductance du milieu est nulle, la résistance devient infinie. D'où une augmentation exponentielle de la résistance de contact pour ces valeurs de I_n . Ces résultats montrent l'importance de garder une faible valeur du nombre inertiel dans le système.

Nous avons également analysé les variations de la résistance électrique dans le temps (ou bruit électrique) en fonction du nombre inertiel. Pour cela, nous avons tracé, pour chaque couple de (P,V), l'évolution du ratio de résistance R au cours du temps. Les résultats de simulation sont illustrés par la figure 3.9.

FIGURE 3.9 – Les signaux temporels de R pour différentes valeurs de I_n .

Nous pouvons constater que, pour les faibles valeurs de I_n , la valeur de R est relativement stable avec une moyenne proche de 1. Pour les grandes valeurs de I_n ($> 0,06$), l'évolution de R devient bruitée, accompagnée des valeurs instantanées qui sont significativement plus grande que 1.

Cette stabilité du signal de la résistance de contact est importante pour le bon fonctionnement du contact. Une variation importante de la valeur peut induire des perturbations électriques dans le système. Ces considérations nous ramènent à tracer l'histogramme de R , pour caractériser le bruit électrique. Pour cela, nous avons tracé la distribution des intensités de R (c.f. Figure 3.10) pour différentes valeurs de I_n .

FIGURE 3.10 – (a) histogramme de R pour quelques valeurs de I_n et (b) une relation quasi-linéaire est trouvée entre l'écart-type σ de la distribution de R et $\sqrt{I_n}$.

Nous pouvons constater que les distributions sont proches des distributions gaussiennes dont les écart-types augmentent avec $\sqrt{I_n}$.

Nous avons également tracé l'évolution de l'écart-type (bruit) en fonction du nombre inertiel. Les résultats sont illustrés par la figure 3.11 (a). Nous pouvons constater que, les points sont dispersés sur différentes courbes maitresses. Par contre, si nous multiplions les écart-types par la racine carrée de la vitesse, nous pouvons constater que les valeurs tombent sur la même courbe maitresse (voir Figure 3.11 b).

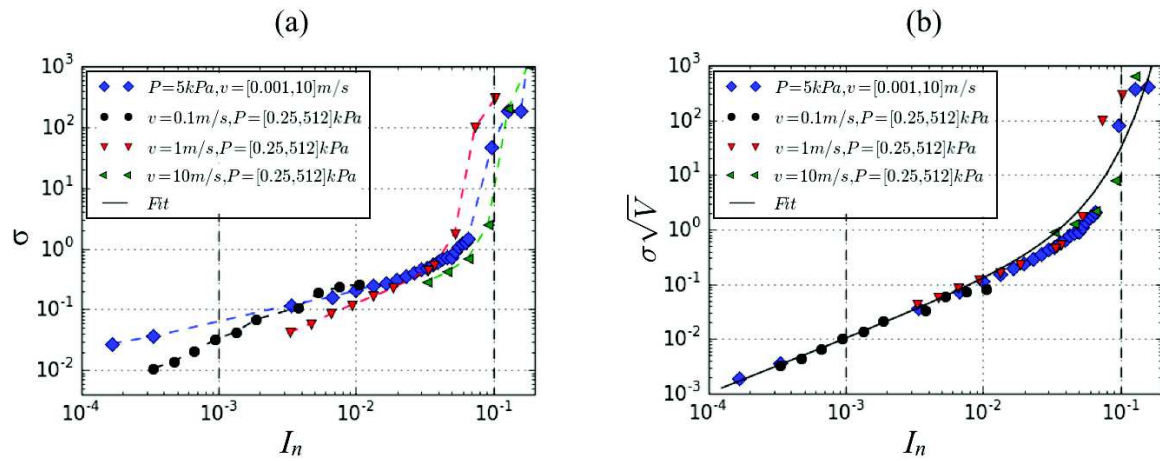


FIGURE 3.11 – Évolution de l'écart-type (bruit) du signal temporel de la résistance en fonction du nombre inertiel. Par rapport aux données brutes (a), une correction par l'effet de la vitesse par $\sqrt{V}$ permet d'avoir une loi qui fit tous les données (b).

Ainsi, la loi suivante est proposée pour l'évolution de σ (bruit électrique) :

$$\sigma\sqrt{V} = 0,25 \cdot (e^{I_n/0,025} - 1). \quad (3.9)$$

Ceci montre que l'évolution de l'écart-type n'est pas déterminée uniquement par la valeur du nombre inertiel I_n . Il faut également corriger par l'influence de la vitesse par $\sqrt{V}$.

3.3.3 Discussion

Ces résultats montrent que l'effet dynamique augmente le bruit de la résistance de contact, et que le nombre inertiel I_n permet de caractériser la stabilité de la résistance de contact en fonction des contraintes mécaniques associées. L'expression du nombre inertiel nous montre comment la pression et la vitesse influencent la stabilité électrique du contact : la vitesse augmente proportionnellement la valeur de I_n donc génère plus de bruit électrique ; tandis que la pression diminue la valeur de I_n en $P^{-0,5}$ donc stabilise la valeur de la résistance électrique.

Revenons aux côtés pratiques, pour corriger les variations brutales de la résistance de contact, on peut suggérer une augmentation de la pression. Néanmoins, nous pouvons voir via l'expression du nombre inertiel que, l'effet de la pression est moins efficace que l'effet de la vitesse. La pression agit en $P^{-1/2}$ et la vitesse agit en V . Cela revient à dire que, si on veut garder la même stabilité de la résistance de contact, pour une vitesse V deux fois plus grande, il faut avoir une pression P quatre fois plus grande, qui peut avoir des conséquences sur l'usure. Il faut donc faire attention à la conception du système pour prendre en compte l'effet des deux paramètres.

3.4 Influence de la composition

3.4.1 Introduction

Les résultats précédents sont valables pour un troisième corps composé uniquement d'éléments en graphite, mais ceci n'est pas le cas dans un contact balai-collecteur réel. Un certain pourcentage d'éléments en cuivre peut également être identifié par des analyses post-mortem [32]. Nous nous intéressons alors à l'influence du pourcentage de cuivre sur le comportement macroscopique du troisième corps. Pour cela, nous avons construit des échantillons numériques où le pourcentage d'éléments en cuivre varie de 0% à 100% (voir Figure 3.12).

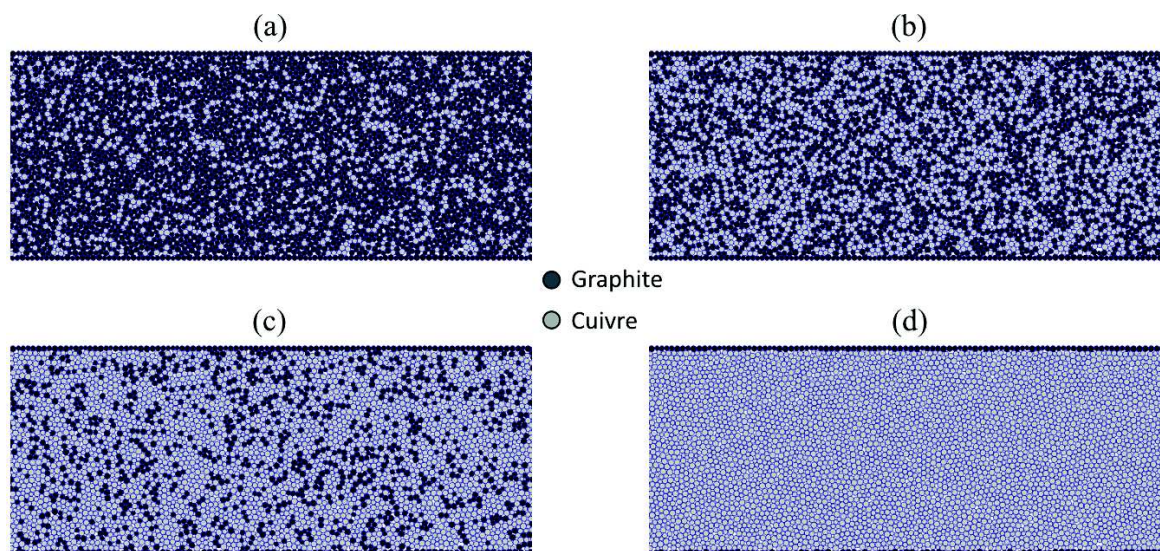


FIGURE 3.12 – Échantillon numérique avec différentes proportions cuivre/graphite. (a) 25%/75% ; (b) 50%/50% ; (c) 75%/25% ; (d) 100%/0%.

Jouant sur la composition, il faut faire varier également les propriétés des interactions, sans quoi, il n'y aura pas d'intérêt à jouer sur la composition des mélanges. Dans un premier temps nous allons faire varier le frottement local, puis nous jouerons sur les valeurs de cohésion.

Nous nous intéressons alors à l'évolution de frottement et de la résistance de contact en fonction du pourcentage en cuivre. Par souci de simplicité, nous présentons l'évolution des grandeurs précédemment cités pour un seul jeu de paramètres P et V .

3.4.2 Résultats et discussion

Pour pouvoir caler avec les résultats expérimentaux, nous avons sélectionné différentes valeurs de frottement (voir Tableau 3.2). Les contacts cuivre-cuivre sont régis par une valeur de 0,6 tandis que les contacts graphite-graphite par une valeur de 0,1. Concernant les contacts cuivre-graphite nous avons utilisé 3 valeurs de frottement.

Contact	Cuivre-Cuivre	Graphite-Graphite	Cuivre-Graphite
Frottement (μ)	0,6	0,1	0,0 ; 0,05 ; 0,15

TABLE 3.2 – Valeur des frottements inter-particules.

Les résultats du frottement macroscopiques sont tracés dans la Figure 3.13 a, tandis que la résistance est représentée sur la Figure 3.13 b. Comme nous pouvons nous y attendre, le frottement augmente avec le pourcentage de particule de cuivre. Cependant cette évolution est sensible au frottement cuivre-graphite. En effet pour une valeur élevée de $\mu_{C/G}$, la croissance est quasi-linéaire. Dès que cette valeur diminue on obtient un comportement non-linéaire avec une baisse du frottement pour les différentes valeurs de composition.

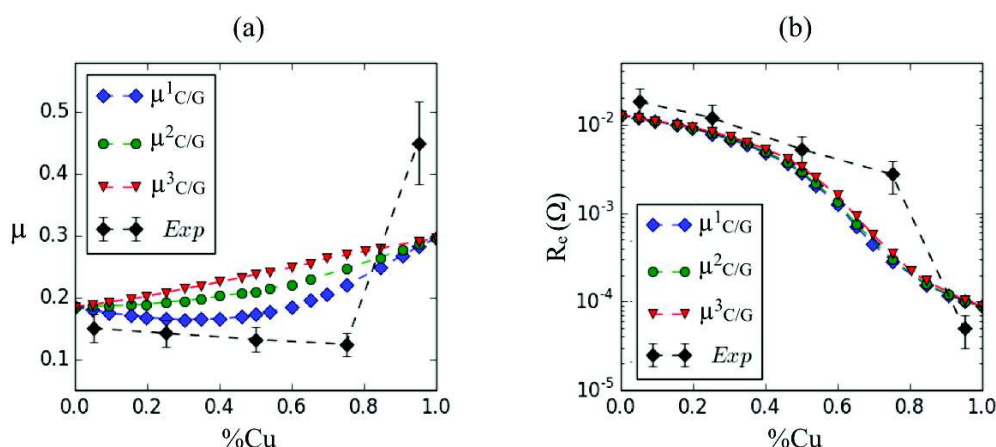


FIGURE 3.13 – Évolution du frottement macroscopique (a) et de la résistance de contact (b) en fonction du pourcentage en cuivre, avec trois valeurs de frottement pour les contacts cuivre-graphite : $\mu^a_{C/G}=0,05$; $\mu^b_{C/G}=0,10$; $\mu^c_{C/G}=0,15$. Les résultats expérimentaux (*Exp*) sont obtenus avec des balais métal-graphite ayant la même composition.

Si l'on compare maintenant ces résultats avec les résultats expérimentaux, on remarque que plus le frottement cuivre-graphite est faible plus on retrouve la tendance expérimentale. Cependant, la valeur de

frottement pour 100% est bien inférieure à la valeur expérimentale. Ce comportement a déjà été observé par le passé dans l'étude de la rhéologie des 3^e corps solide [80].

En effet, l'utilisation d'un frottement local permet d'avoir une augmentation du frottement macroscopique, mais avec une saturation de celui-ci. Aussi, même pour des valeurs très grandes de frottement local, il n'est pas possible d'atteindre des valeurs de frottement macroscopique plus grande que 0,4 sans introduire de cohésion dans le système.

En même temps, nous pouvons voir que la corrélation est très mauvaise pour les cas avec beaucoup de cuivre. Ceci est logique car nous supposons que la valeur de la cohésion est nulle pour les contacts même entre les éléments en cuivre. Pour voir l'influence de la cohésion entre les éléments en cuivre, nous avons varié la valeur de cohésion pour les contacts cuivre-cuivre.

Contact	Cuivre-Cuivre	Graphite-Graphite	Cuivre-Graphite
Cohésion (γ)	1,0 ; 10 ; 50	0,1	0,01

TABLE 3.3 – Valeur de cohésion inter-particules.

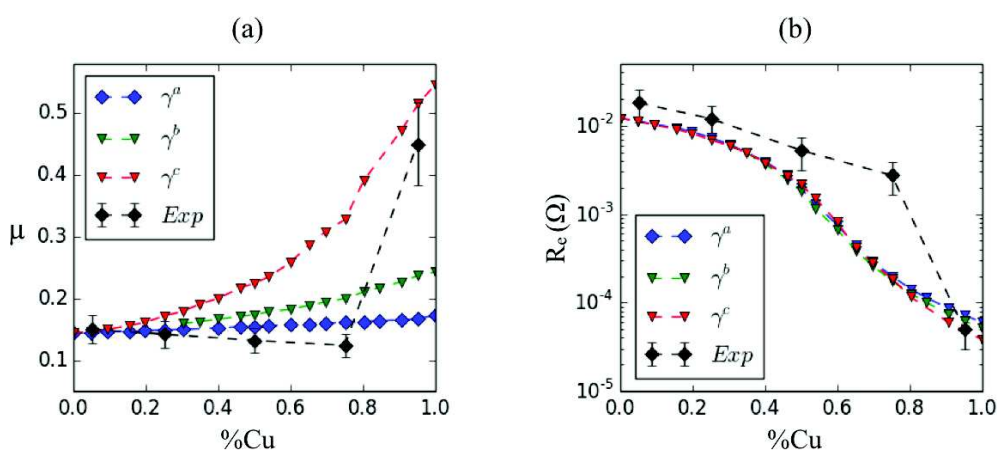


FIGURE 3.14 – Évolution du frottement macroscopique (a) et de la résistance de contact (b) en fonction du pourcentage en cuivre, avec trois valeurs de cohésion pour les contacts cuivre-cuivre : $\gamma^a=1,0$; $\gamma^b=10$; $\gamma^c=50$.

Les résultats montrent que (voir Figure 3.14 a), pour les fortes cohésions ($\gamma=50$), la valeur dans le cas extrême (95% de cuivre) approche de la valeur expérimentale. Ceci confirme que la cohésion est un facteur prédominant dans le cas des balais avec beaucoup de cuivre.

Un autre aspect intéressant est que, quel que soit le frottement et la cohésion pour les contacts, l'évolution de la résistance globale suit une tendance similaire (voir Figure 3.13 b, Figure 3.14 b). Ceci montre que les lois d'interaction mécanique ont une faible influence sur la résistance effective.

Malgré ces efforts, nous sommes conscients que nous ne disposons pas assez de donnée d'analyse de troisième corps pour donner une loi prédictive de frottement. Notamment nous n'avons aucune confirmation sur la composition exacte du troisième corps. Ces résultats sont obtenus en supposant que le troisième corps a la même composition que les premiers corps, mais rien ne nous dit que cela est vrai en réalité. En effet, par expérience, nous savons que la vitesse d'oxydation des éléments augmente avec la température et donc son énergie de surface diminue, ainsi que la cohésion entre les particules. Mais ces connaissances empiriques ne suffisent pas à donner une valeur prédictive quant à la composition exacte du troisième corps. Ces connaissances ne peuvent obtenir qu'à travers des analyses chimiques de la surface du collecteur. Faute du temps, nous n'avons pas pu aborder à ce sujet. Nous laissons donc de futurs travaux nous éclairer sur la composition exacte du troisième corps.

3.5 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons commencé par étudier la réponse du troisième corps en fonction des contraintes tribologiques appliquées. En utilisant le nombre inertiel, nous arrivons à montrer qu'il y a une transition brutale de la résistance effective de contact dans le cas où le nombre inertiel est très grande. Ceci est vrai lorsque la pression au contact est faible et la vitesse de glissement est grande. Nous avons également caractérisé le bruit électrique et montré que c'est le bruit électrique qui contribue à l'augmentation de la résistance effective dans le cas dynamique par rapport au cas statique. Ces résultats nouveaux nous ont permis de rédiger une première publication scientifique [101].

En même temps, une étude portée sur l'influence de la composition montre l'importance de caractériser les lois d'interaction entre éléments pour reproduire l'évolution de frottement en fonction du pourcentage en cuivre. Nous avons également montré l'importance de connaître la composition exacte du troisième corps pour donner une loi prédictive de frottement en fonction de la composition des premiers corps. Une perspective directe de ces résultats est de pouvoir faire une analyse chimique des composants de troisième corps.

Chapitre 4

Étude de la dégradation d'un Volume Élémentaire Représentatif

Sommaire

4.1	Introduction	84
4.1.1	Construction d'un VER	84
4.1.2	Présentation des conditions limites	85
4.1.3	Mesures numériques	87
4.2	Comportement en absence de courant	88
4.2.1	Effet de la pression P	88
4.2.2	Effet de la vitesse V	89
4.2.3	Discussions	92
4.2.4	Dépendance en Dureté	92
4.2.5	Conclusions intermédiaires	94
4.3	Prise en compte de l'effet du courant électrique	94
4.3.1	Introduction	94
4.3.2	Modèle numérique	97
4.3.3	Résultats et discussions	98
4.3.4	Effet couplé avec les contraintes mécaniques	99
4.3.5	Influence de la résistivité électrique	101
4.4	Discussions sur le scénario de l'usure électrique	102

4.1 Introduction

Dans le chapitre précédent, seul le débit interne de particules de 3^e corps était considéré. Dans celui-ci, nous allons introduire un débit source en permettant au balai de se dégrader. Suite aux observations expérimentales faites dans [68], la dégradation du collecteur est très faible devant celle des balais et sera négligée dans le modèle. Comme pour le chapitre précédent, nous utiliserons les approches par éléments discrets pour représenter le volume dégradable comme réalisé plusieurs fois pour les mêmes finalités [22, 74]. Le principe est étendu ici à des contraintes mécano-électriques ; le choix du VER (Volume Élémentaire Représentatif) sera donc établi par conséquent.

4.1.1 Construction d'un VER

Divers ingrédients sont nécessaires pour la construction d'un VER. Le premier point consiste à choisir une taille de discrétisation. Elle représentera la taille du plus petit élément non dégradable de nos simulations. Physiquement elle correspond à la taille typique des débris générés lors d'un essai tribologique. D'après les analyses de surfaces réalisées par MEB (Microscope Electronique à Balayage) [39], la taille des débris (particules détachées) lors d'un essai de frottement est située autour de quelques dizaines de micromètres. Par conséquent, nous avons fixée la taille de discrétisation à quelques dizaine de micromètres. Le choix d'un VER (L_x et L_y) est fait en fonction de tests numériques où des indicateurs macroscopiques (frottement, contraintes) sont inchangés [21].

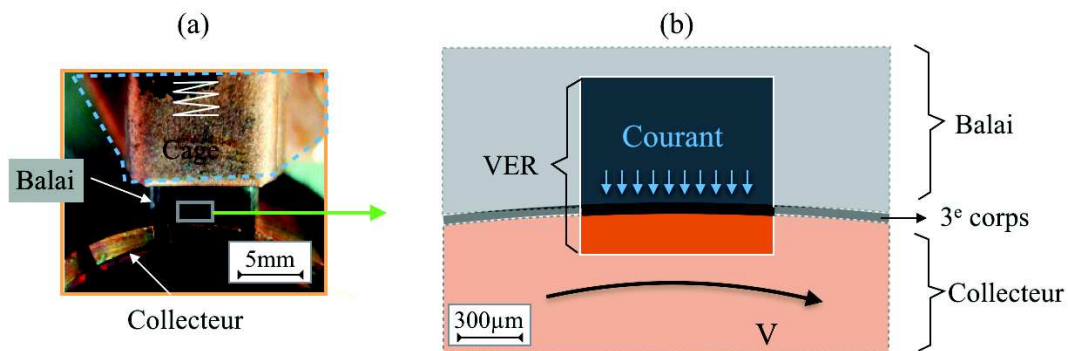


FIGURE 4.1 – Système de contact balais-collecteur (a) et zoom sur le contact (b) et le choix d'un VER (Volume Élémentaire Représentatif).

Comme le volume du collecteur ne se dégrade pas, il n'est pas utile de le discrétiser avec des éléments si ce n'est que pour représenter sa rugosité dans le processus de frottement. Il est donc représenté par une paroi rugueuse (voir Figure 4.1). Pour le volume de balai, il est représenté par un assemblage d'éléments 2D reliés par des lois CZM (c.f. Chapitre 2) dont les caractéristiques sont données dans le tableau 4.1.

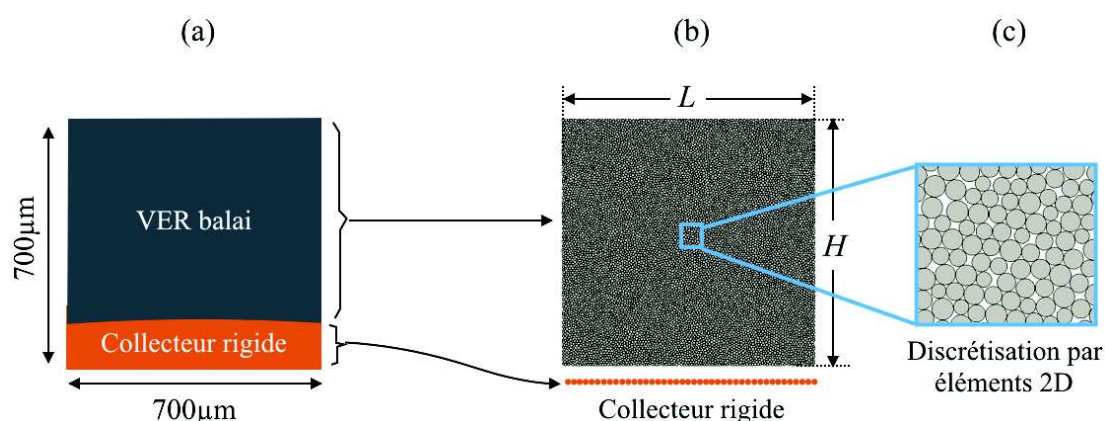


FIGURE 4.2 – Modèle par éléments discrets du VER. Le volume du balai est supposé dégradable et représenté par des éléments 2D reliés par des lois CZM. Le volume du collecteur est supposé non-dégradable et modélisé par une paroi rugueuse.

Largeur	L	$7 \cdot 10^{-4} \text{ m}$
Hauteur	H	$7 \cdot 10^{-4} \text{ m}$
Diamètre moyen	d	$10 \cdot 10^{-6} \text{ m}$
Module élastique	C_n	10^{10} N/m
Énergie de décohésion	w	4 J
Masse volumique	m	2090 kg/m^3
Résistivité électrique	ρ	$3 \cdot 10^{-5} \Omega \text{ m}$
Conductivité thermique	λ	100 W/K/m
Chaleur massique	c	340 J/kg/K

TABLE 4.1 – Les paramètres du VER.

Nous nous intéressons à la fois à la dégradation du premier corps supérieur (balai) en fonction des contraintes appliquées, ainsi qu'à l'évolution de la température, de la résistance du contact et du coefficient de frottement du système modélisé. La définition de ces paramètres sera détaillée dans la suite.

4.1.2 Présentation des conditions limites

Pour représenter les contraintes mécaniques, une pression P est appliquée sur la couche supérieure du balai, représentant ainsi l'effort exercé par le ressort. Une vitesse de glissement V est appliquée au collecteur afin de représenter la vitesse de rotation du collecteur. Vu l'échelle du VER, la courbure de la paroi est négligée. Une condition périodique dans la direction du cisaillement x est définie. Pour la partie électrique, nous supposons que les éléments du collecteur ont le même potentiel électrique ainsi que les éléments dans la couche supérieure du balai. Une densité de courant I traverse l'échantillon de haut en bas.

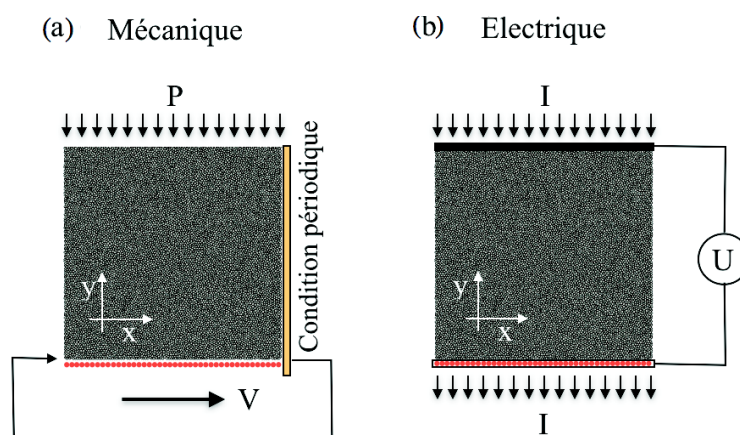


FIGURE 4.3 – Définition des conditions limites : a) condition périodique dans la direction de cisaillement x est appliquée ; b) une densité de courant I est appliquée à la direction y pour la partie électrique.

Pour la partie thermique, nous utilisons les conditions limites continues bidimensionnelles. Elles permettent de détailler les flux de chaleur évacués hors de l'échantillon en fonction de l'évolution thermique des premiers corps et du troisième corps. En effet, nous pouvons fixer une température extérieure T_{ext} très loin du contact. Un maillage du type différence finie permet de représenter l'effet du milieu reliant les bords de l'échantillon et la température extérieure (c.f. Figure 4.4). Pour plus détail, le lecteur est invité à consulter les travaux de Rivière et al. [87].

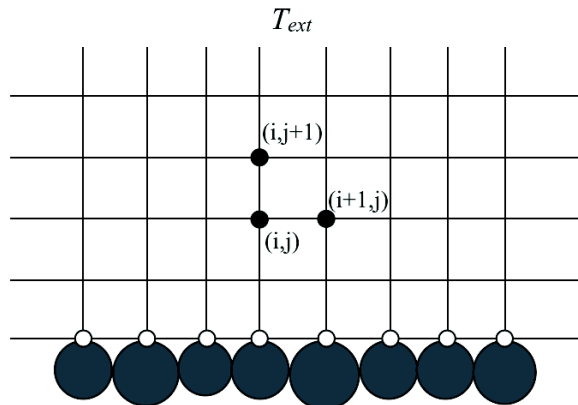


FIGURE 4.4 – Définition des conditions limites 2D pour la partie thermique.

Pour faire un parallèle avec le concept de circuit tribologique introduit dans le chapitre bibliographique, les conditions périodiques dans la direction du cisaillement conduisent à un débit de recirculation. Ceci signifie que la masse totale du VER garde une valeur constante pendant toute la simulation. Autrement dit, il n'y aura pas de débit d'usure dans le modèle. Le modèle ainsi construit est plus proche d'un contact fermé qu'un contact balai-collecteur réel. Cependant, pour faire référence aux résultats expérimentaux, nous allons comparer les résultats de la dégradation du VER aux essais d'usure réalisés sur des tribomètres.

4.1.3 Mesures numériques

Dans nos analyses, nous allons utiliser les indicateurs macroscopiques utilisés dans les thèses de Champagne [22] et Rivière [88], à savoir les notions d'endommagement local et global.

Utilisant une loi d'endommagement entre éléments, il est possible d'utiliser les différents paramètres d'endommagement locaux pour caractériser le voisinage d'une particule. Un paramètre β_i est défini au niveau d'une particule i comme la moyenne de l'endommagement de ses liens cohésifs :

$$\beta_i = \frac{1}{N_i} \sum_{j \in N_i} \beta_{ij}, \quad (4.1)$$

N_i étant l'ensemble des contacts associés à la particule i .

Ce paramètre d'endommagement prend une valeur comprise entre 0 et 1. Si $\beta_i = 1$, cela signifie que tous les liens cohésifs sont intacts. Si $\beta_i = 0$, tous les liens cohésifs sont rompus (voir Figure 4.5) ; la particule est libre de se déplacer et appartient donc au 3^e corps. Si $\beta \neq 0$, la particule n'est pas forcément rattaché au 1^e corps. Il peut s'agir d'un élément d'un fragment circulant dans le 3^e corps.

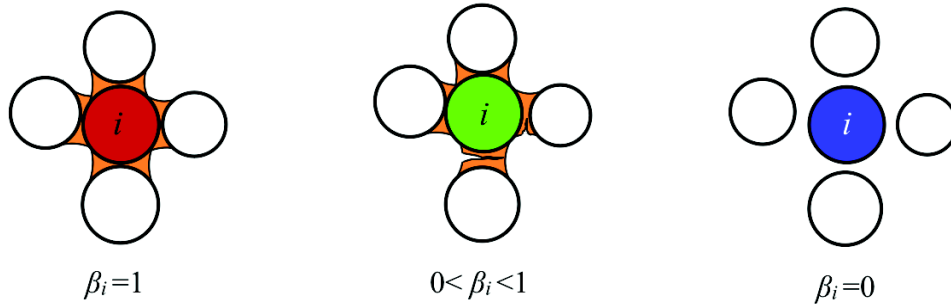


FIGURE 4.5 – Définition de l'endommagement β_i au niveau d'un élément. Le code couleur pour ce paramètre sera : rouge si $\beta_i = 1$ et bleu si $\beta_i = 0$, une couleur intermédiaire pour les valeurs intermédiaires.

La dégradation globale de l'échantillon, notée w , est définie au niveau du VER pour pouvoir quantifier son état mécanique. Elle est définie comme le paramètre conjugué de β , valeur moyenne de l'endommagement des liaisons cohésives dans le volume :

$$\begin{cases} \beta = \frac{1}{N_c} \sum_{\alpha=1}^{N_c} \beta_{\alpha}; \\ w = 1 - \beta. \end{cases} \quad (4.2)$$

Cette dégradation globale w permet d'indiquer le ratio du volume endommagé sur le volume total. Elle prend une valeur comprise entre 0 et 1. $w = 0$ signifie que le volume est intact et $w = 1$ signifie que le volume est totalement endommagé

4.2 Comportement en absence de courant

Nous nous intéressons tout d'abord à la dégradation du VER en fonction des contraintes mécaniques appliquées (pression P , vitesse V) en absence de courant électrique. Pour un jeu de contraintes (P, V) données, l'évolution de la dégradation w d'un VER se décompose en deux phases (c.f. Figure 4.6). Une phase d'augmentation rapide est observée en début de simulation, suivie par une autre phase de croissance constante dont la pente est moins importante du à la présence d'une couche homogène de troisième corps générée au contact. Les contraintes de cisaillement sont accommodées principalement dans la couche de troisième corps une fois créée, préservant ainsi l'endommagement du matériau volumique. Cette tendance est cohérente avec les résultats expérimentaux obtenus par Cornuault et al. sur un tribomètre pion-disque [26], où une phase d'usure rapide est observée pendant le début du fonctionnement (rodage) (c.f. Figure 4.6). La vitesse d'usure est adoucie à la fin de cette phase.

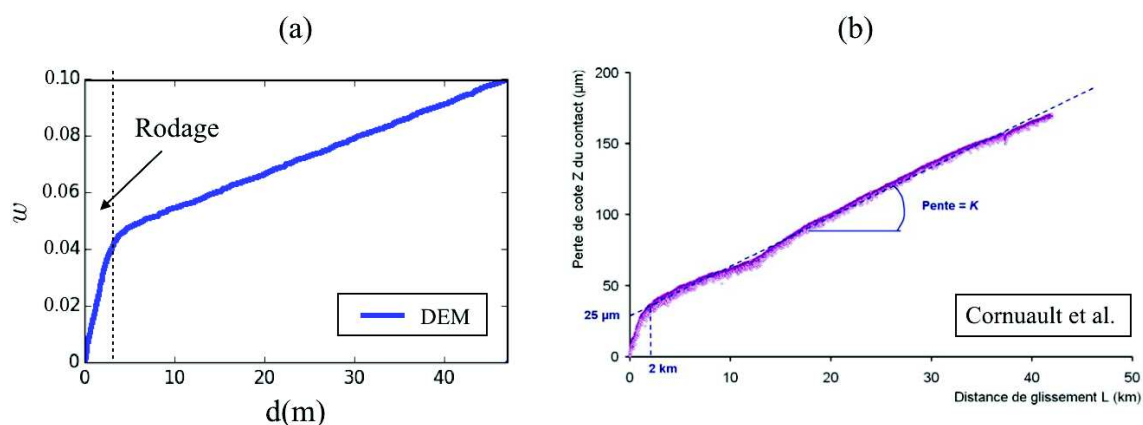


FIGURE 4.6 – Comparaison entre un résultat numérique a.) et un essai expérimental réalisé par Cornuault et al. [26] sur un tribomètre.

Divers résultats expérimentaux montrent une tendance similaire de l'évolution de l'usure des balais en fonction de la distance parcourue [100, 102]. Nous considérons que les résultats de simulation sont qualitativement cohérents vis-à-vis des résultats expérimentaux. Nous pouvons alors essayer d'aller un peu plus loin et essayer de découpler les effets de la pression et de la vitesse sur ce type d'évolution.

4.2.1 Effet de la pression P

Pour connaître l'influence de la pression, nous nous plaçons dans la gamme de pression exercée par le ressort. De ce fait, nous avons fait varier la valeur de la pression de 50 KPa¹ à 400 KPa, valeurs typiques applicables à un système de contact balais-collecteur. Pour une valeur très faible (ici 50 KPa), la dégradation est quasiment invisible à la fin de la simulation (c.f. Figure 4.7). Pour une valeur trop élevée, le volume endommagé peut atteindre 30 % du volume total.

1. 10 KPa = 10^4 Pa = 1 N/cm²

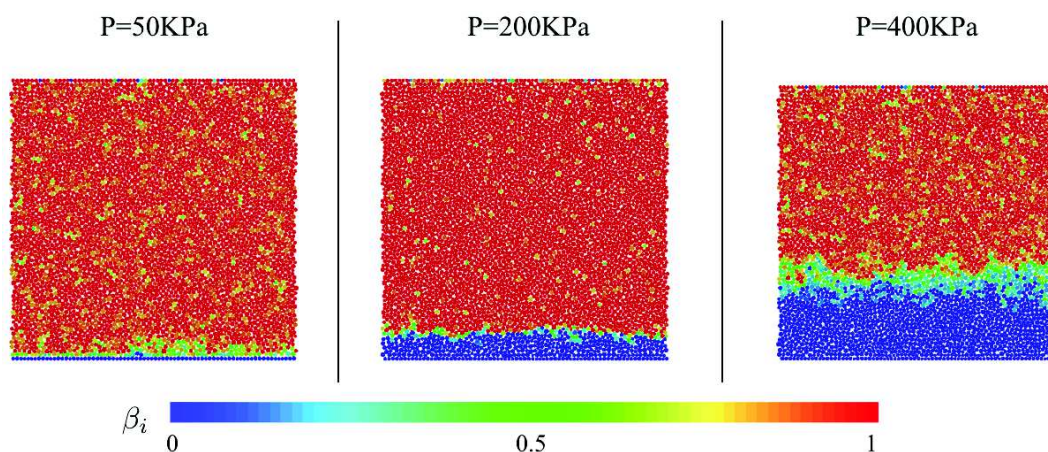


FIGURE 4.7 – Dégradation du VER à la fin de simulation. Les particules bleues représentent les particules détachées par le frottement.

Si on trace le niveau de dégradation à la fin de la simulation en fonction de la pression (voir Figure 4.8), une augmentation linéaire est observée.

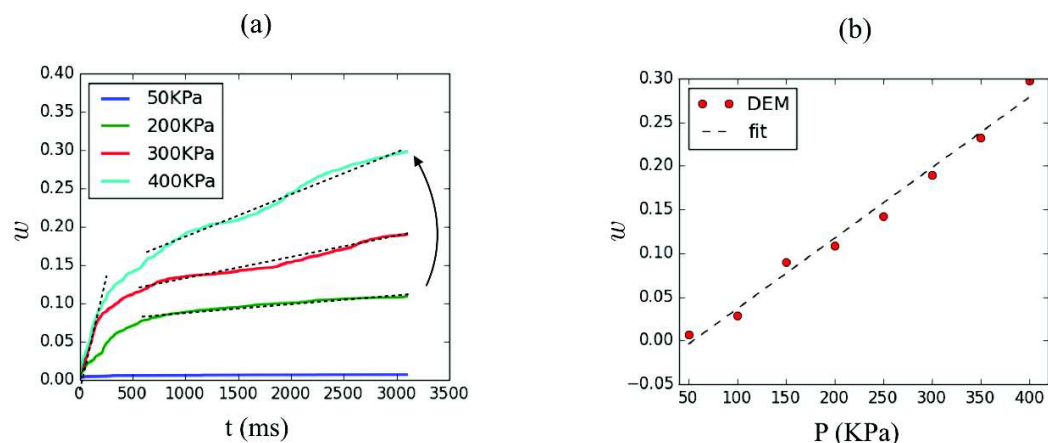


FIGURE 4.8 – Évolution du niveau de dégradation w en fonction du temps pour différentes pressions appliquées (a) ; une augmentation linéaire du niveau de dégradation w en fonction de la pression P appliquée a été observée (b).

On retrouve alors le postulat fait par Archard, où la dégradation est proportionnelle à la pression appliquée. Ces résultats sont cohérents avec les essais expérimentaux réalisés par divers auteurs [100, 102], où la vitesse de diminution de longueur des balais est proportionnelle à la pression appliquée au contact.

4.2.2 Effet de la vitesse V

Le deuxième paramètre testé est la vitesse de cisaillement V (voir Figures 4.9 et 4.10). Comme pour la pression, nous avons tout d'abord tracé l'évolution de la dégradation par rapport au temps de simulation. Les résultats sont illustrés par la figure 4.9. Nous pouvons constater que la dégradation augmente lorsque

la vitesse augmente. Une relation linéaire a été trouvée entre la dégradation à la fin de simulation et la vitesse de cisaillement.

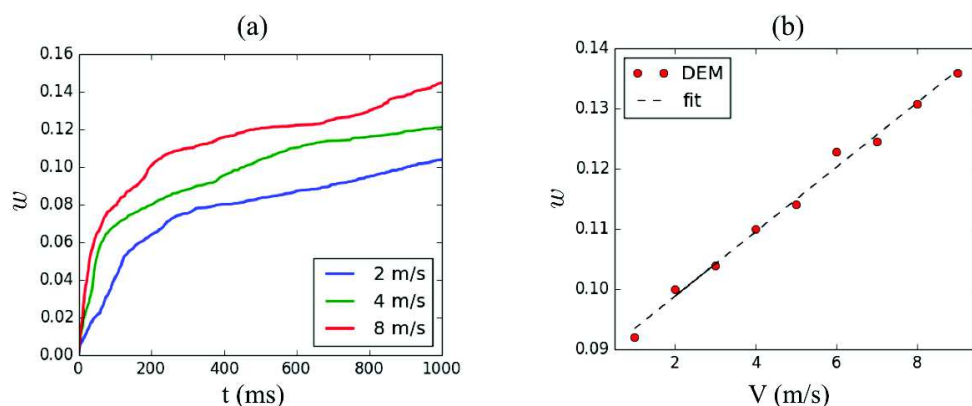


FIGURE 4.9 – Évolution de la dégradation en fonction du temps pour différentes vitesses de cisaillement (a) ; une augmentation linéaire de la dégradation à la fin de simulation en fonction de la vitesse a été trouvée (b).

Ce comportement est cohérent avec la prédiction de la loi d'Archard écrite sous la forme suivante :

$$W = K \frac{PV}{H} t, \quad (4.3)$$

où t est le temps de simulation.

En pratique, il est souvent plus commode d'exprimer la dégradation en volume par unité de longueur parcouru, ce qui permet notamment de comparer les résultats avec des profils de vitesse variable. On peut également écrire la loi d'Archard sous la forme de l'équation (4.4), qui ne dépend plus de la vitesse ni du temps mais uniquement de la distance parcourue L :

$$W = K \frac{PV}{H} t = K \frac{PL}{H}. \quad (4.4)$$

Pour les résultats de simulation, si on trace la dégradation en fonction de la distance parcourue, on observe que les courbes pour différentes vitesses se superposent. L'évolution de la dégradation w ne dépend plus de la vitesse, mais uniquement de la distance parcourue L (c.f. Figure 4.10 a). Aussi, si on trace le ratio entre la dégradation et la distance parcourue, on trouve une valeur quasi-constante pour les différentes valeurs de vitesse testées (c.f. Figure 4.10 b). Cependant, il faut faire attention au fait que, la présence d'une phase de rodage introduit un décalage pour la valeur de la dégradation. Il faut comparer la pente de la courbe après la phase de rodage, d'où l'existence d'un offset w_0 de la dégradation w dans la figure 4.10.

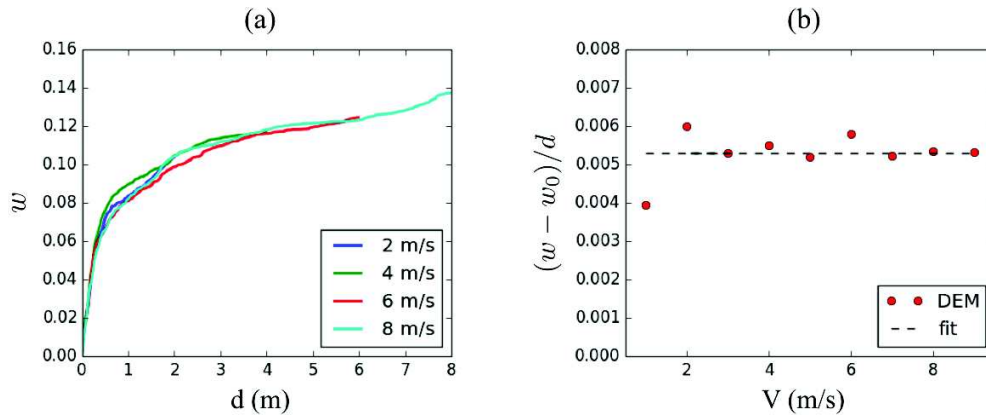


FIGURE 4.10 – (a) Évolution de l'endommagement en fonction de la distance parcourue pour différentes vitesses appliquées. (b) Niveau de dégradation par unité de longueur constant pour différentes vitesses.

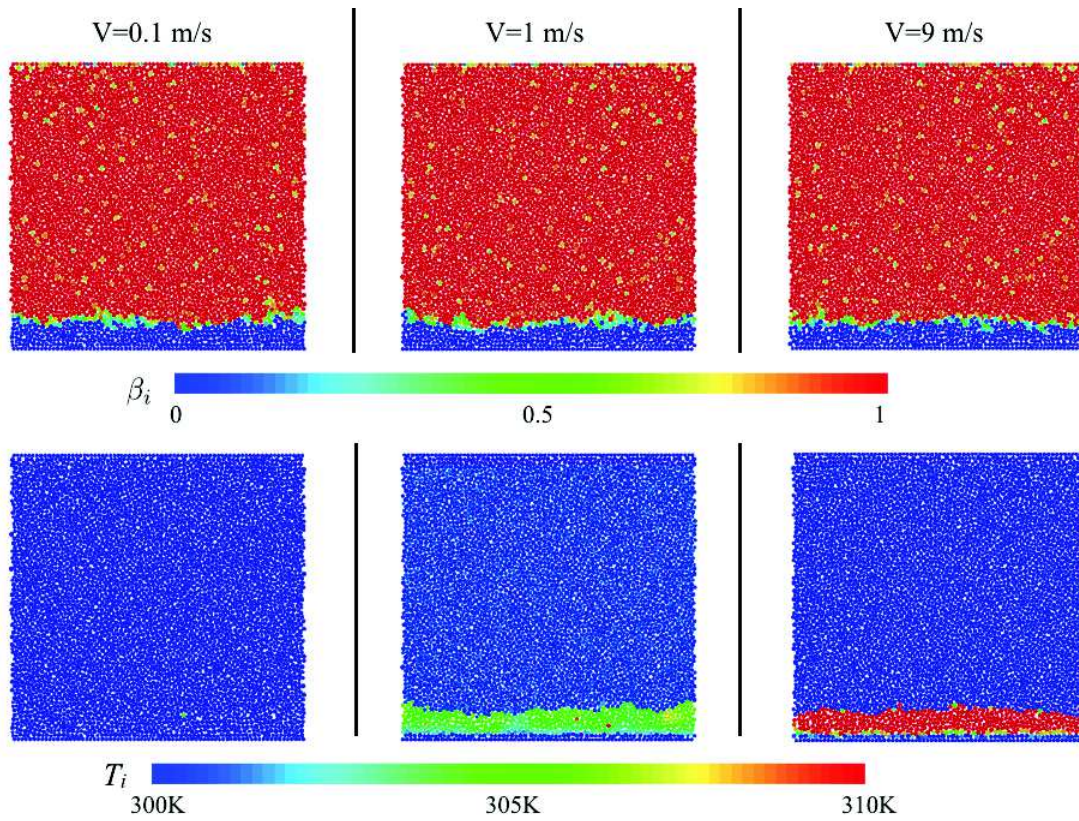


FIGURE 4.11 – Champs de dégradation (a) et champs thermique (b) pour une même distance atteinte par différentes vitesses.

C'est également intéressant de noter que, pour une distance imposée ($L=10$ m), la température atteinte au contact pour différentes vitesses est très différente (voir Figure 4.11). Plus la vitesse est grande, plus la température atteinte est élevée. Ceci est cohérent car la puissance mécanique dissipée est proportionnelle à la vitesse.

4.2.3 Discussions

Ces simulations sont produites d'une part pour valider le modèle ; d'autre part pour pouvoir comparer le comportement avec courant électrique qu'on introduira dans la suite. À travers ces simulations nous pouvons voir que la loi d'Archard représente bien **une loi de dégradation**, donc une loi pour le débit source interne. Pour la pression du contact P , elle détermine le niveau de contrainte mécanique appliquée à l'interface. Si la contrainte locale dépasse le seuil de rupture, la liaison entre éléments commence à s'endommager. Il est donc logique d'avoir une augmentation de la dégradation en fonction de la pression appliquée. Pour la vitesse de cisaillement V , elle détermine la distance parcourue par le contact et la température de surface atteinte. Dans le cas où la température n'a pas une influence significative sur le comportement tribologique du contact, la vitesse n'influence que par le premier aspect, i.e. la distance parcourue par le contact. Ainsi, un comportement linéaire peut être observé aussi bien pour la pression P que pour la vitesse V , conformément à la loi d'Archard. Ces comportements sont cohérents avec des observations expérimentales par divers chercheurs [61, 102].

4.2.4 Dépendance en Dureté

Il existe plusieurs façons de définir une dureté (Vicker, Shore, Brinell, Rockwell etc.) dont la signification physique peut être très différente. Par exemple, la dureté de Vicker donne une valeur proportionnelle à la limite élastique σ_c [93], tandis que la dureté de Shore est une fonction du module d'Young E [36]. Un matériau fragile peut avoir un grand module d'Young mais une faible limite élastique, comme le verre. D'un point de vue mathématique, ces deux paramètres sont liés par l'allongement à la rupture ϵ_r dont la valeur varie de 1% pour les matériaux fragiles à 100% pour des élastomères comme le caoutchouc. Dans ce cas là ces deux notions peuvent donner des tendances très différentes.

Cas 1 : allongement limite constant

Nous avons d'abord réalisé une campagne de simulations en gardant l'allongement à la rupture constant, en faisant varier le module d'élasticité de la loi CZM (c.f. Figure 4.12 a). Dans ce cas-là, la limite élastique varie proportionnellement avec le module d'élasticité. En analysant les résultats de simulation, nous observons une augmentation de la dégradation en diminuant le module élastique. Une relation linéaire entre l'inverse de la limite élastique σ_c et le niveau de dégradation à la fin de simulation a été trouvée. Ceci corrobore la loi d'Archard (c.f. Figure 4.12 b) si celle-ci est vue comme un modèle de dégradation.

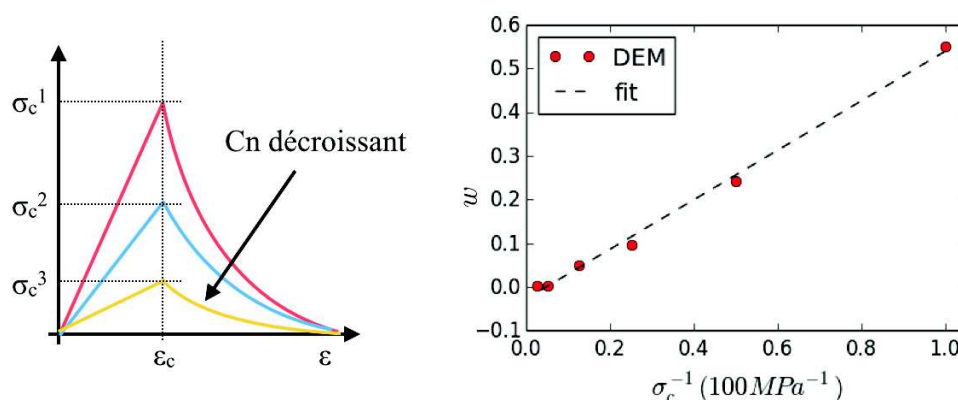


FIGURE 4.12 – (a) Illustration des lois cohésives utilisées dans les simulations : l'allongement limite élastique est gardé constant en changeant le module élastique (et donc la dureté) et (b) une relation linéaire a été trouvée entre le niveau de dégradation w et l'inverse de la limite élastique σ_c en fixant ϵ_r .

Cas 2 : allongement limite variable

Si l'on change l'allongement à la rupture, typiquement pour un matériaux dur et fragile ($\epsilon_c = 2\%$) et un matériaux moins dur et moins fragile ($\epsilon_c = 6\%$), la tendance est inversée. Les résultats de simulation sont illustrés par la figure 4.13.

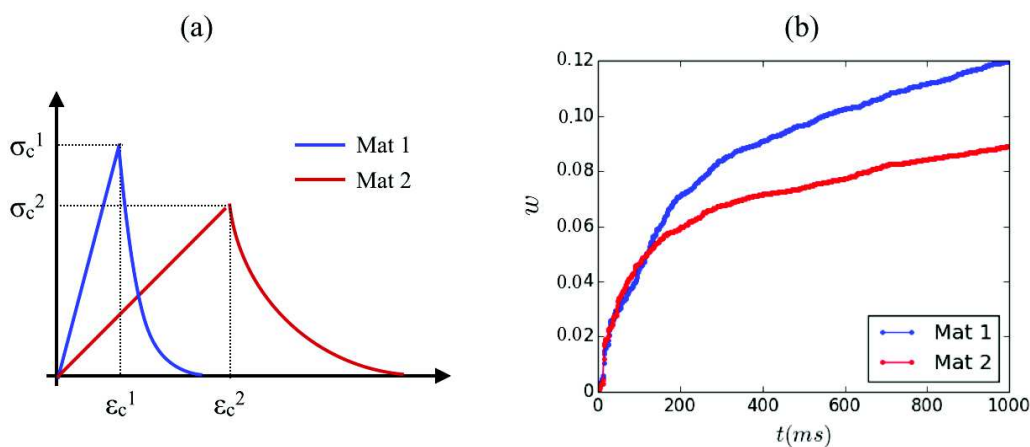


FIGURE 4.13 – Evolution de l'endommagement avec le temps pour deux matériaux. Matériaux 1 est un matériaux dur et fragile, matériaux 2 est un matériaux moins dur et plus ductile.

Nous pouvons constater que la vitesse de dégradation du matériau plus dur est plus rapide que celui du matériau moins dur. En effet, d'un point de vue énergétique, l'énergie nécessaire pour casser complètement une liaison est plus faible dans le cas du matériau fragile, il suffit donc de fournir peu d'énergie pour les casser. Par contre, pour le matériau moins dur, malgré une baisse de la limite élastique, l'énergie nécessaire pour casser complètement le lien est plus grande. Il faut donc fournir plus d'énergie pour casser les liens cohésifs.

En pratique, certains matériaux sont réputés pour être durs mais fragiles, comme le verre ou les matériaux céramiques. Leur dureté peut être plus grande que les métaux (acier, aluminium etc.) mais leur fragilité fait qu'ils sont faciles à dégrader, dû à la faible limite élastique [47]. Ces résultats montrent que, la dureté seule ne permet pas de comparer le comportement tribologique de deux matériaux si leur nature est très différente. Il serait peut-être plus judicieux de raisonner en terme d'énergie de liaison au lieu de dureté ou module élastique.

4.2.5 Conclusions intermédiaires

Ces premiers résultats de simulation permettent de donner une première validation du modèle numérique vis-à-vis des résultats expérimentaux, mais aussi d'en montrer les limites. Un comportement linéaire a été observé entre la vitesse de la dégradation et les contraintes mécaniques appliquées. Ce comportement est cohérent avec les observations expérimentales réalisées par divers chercheurs [58, 61, 102]. Nous rappelons également que le modèle, jusqu'à présent, ne prend pas en compte les effets thermomécaniques ni les effets physico-chimiques comme l'oxydation ou l'humidité au contact. Pourtant de nombreux travaux de recherche [60, 91] ont montré que les effets physico-chimiques ont un rôle très important dans les mécanismes d'usure des balais en graphite. En outre, l'échauffement du contact est simplement un indicateur des contraintes appliquées au contact, comme dans les travaux de Rivière et al. [88]. Le courant électrique n'a aucune influence sur la vitesse de dégradation puisqu'il n'interagit pas avec le modèle mécanique. Une partie de ces effets est prise en compte dans la section suivante.

4.3 Prise en compte de l'effet du courant électrique

4.3.1 Introduction

Comme mentionné dans le premier chapitre, l'influence du courant électrique sur le comportement tribologique du contact peut se faire via trois mécanismes différents : effet Joule, arcs et champ électrique. Parmi ces trois mécanismes, l'effet Joule est bien connu et son effet sur l'échauffement local du contact est souvent considéré comme pré-dominant devant les deux autres facteurs [73]. Nous avons donc décidé d'inclure l'effet Joule dans le modèle pour étudier son effet sur le comportement tribologique du balai.

Par un essai de rayage en présence du courant électrique, Myshkin et al. ont montré que le passage d'une forte densité de courant électrique entraîne une diminution de la limite élastique des balais (voir Figure 4.14 a). L'augmentation de la largeur des empreintes observée est liée à la diminution de la dureté par effet Joule. Ce point de vue est supporté par les travaux de Johnson et al. [54]. Travaillant dans l'entreprise Westinghouse pour développer des balais métal-graphite très performants, Johnson et

ses collaborateurs ont montré que la dureté des balais argent-graphite diminue avec la température des balais.

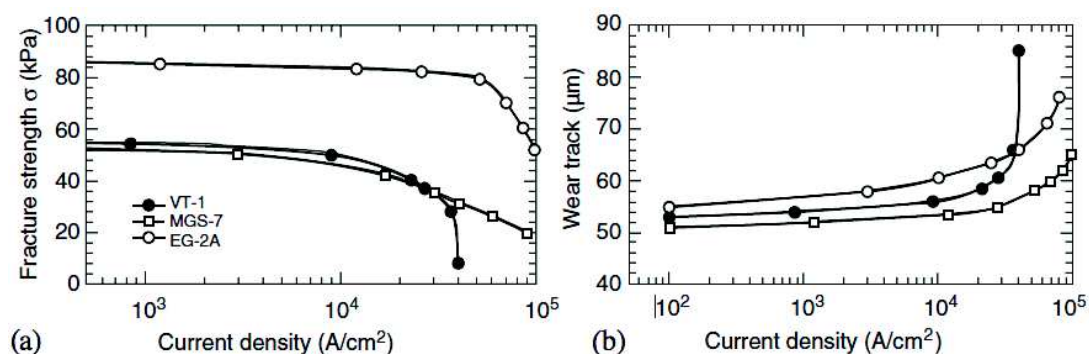


FIGURE 4.14 – Résultats des essais de rayage avec courant électrique par Myshkin et al. [73] pour trois nuances de balai. La limite élastique en fonction de la densité de courant (a) et la largeur des empreintes en fonction de la densité de courant (b). VT-1 balai avec liants polymère non-carbonisé ; EG-2A balai électrographite ; MGS-7 balai cuivre-graphite.

Ces résultats d'essais corroborent les observations de surface réalisées sur le collecteur après des essais d'endurance. Des gouttelettes de cuivre peuvent être retrouvées sur la surface du collecteur (voir Figure 4.15). Ces observations suggèrent que la température au contact peut atteindre la température de fusion du cuivre. Nous ne pouvons donc plus négliger les effets thermomécaniques au contact.

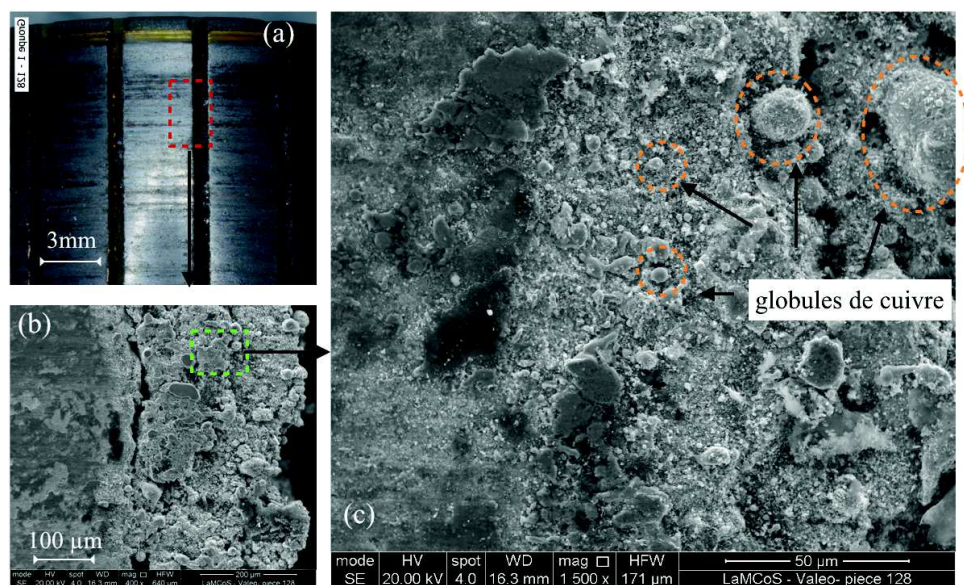


FIGURE 4.15 – Observation sous Microscope Électronique à Balayage (MEB) de la surface du collecteur ayant subi un grand nombre de cycles de démarrage. (a) photo sous lumière blanche ; (b) et (c) image par MEB avec différentes amplifications, avec mode SE.

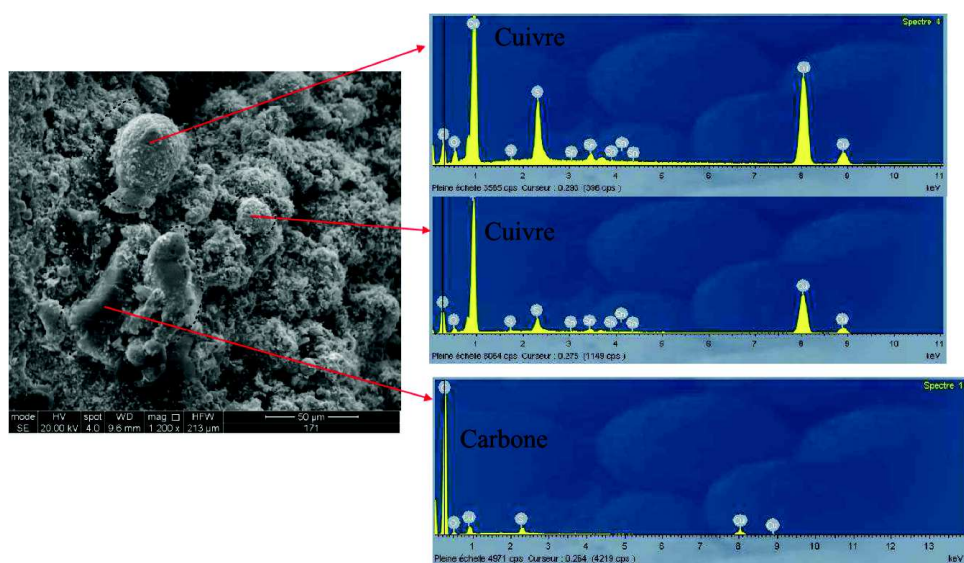


FIGURE 4.16 – Analyse chimique des éléments de troisième corps par rayon X.

Selon Lancaster et Stanley [58], pour les balais électrographite, la quantité de chaleur générée par le passage du courant électrique favorise l'oxydation des liants en résine carbonisée, puisque ces liants sont très résistifs. L'oxydation de ces liants diminue la tenue mécanique de la couche de balai près du contact, facilitant le frottement de ces contacts, d'où l'effet *lubrifiant* du courant. Une corrélation entre le taux d'usure des balais en graphite et leur température d'oxydation a également été observée. Pour les balais métal-graphite possédant une proportion de métal élevée, l'affaiblissement de la tenue mécanique du volume près du contact résulte du ramollissement des micro-soudures métalliques créées lors du frittage. Ainsi, quel que soit la nuance de balai, un affaiblissement de la tenue mécanique du volume sous-jacent au contact peut être observé. Ces observations nous orientent à construire un modèle où le module élastique des liaisons cohésives varie avec la température locale, qu'on va présenter dans la suite.

4.3.2 Modèle numérique

Inspiré des résultats expérimentaux cités précédemment, nous avons introduit dans le modèle la possibilité d'avoir une diminution linéaire du module élastique de la loi CZM reliant deux éléments de premier corps en fonction de leur température moyenne. Puisqu'aucune donnée sur l'évolution de l'allongement limite à la rupture n'a été trouvée, nous avons décidé de garder ce paramètre indépendant de la température (voir Figure 4.17) :

$$C_n(T) = \frac{T_f - T}{T_f - T_0} C_n(T_0), \quad (4.5)$$

où T_0 est la température ambiante (300K) et T_f la température de frittage, qui est estimée à 827°C (1100K).

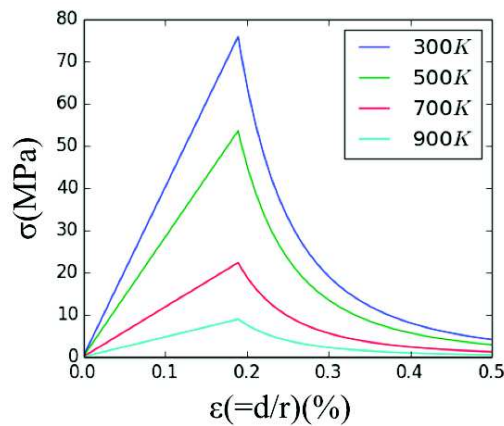


FIGURE 4.17 – Modèle CZM utilisé en fonction de la température locale.

Ce modèle prévoit donc une diminution du module élastique et de la limite élastique en fonction de la température moyenne des éléments en contact.

4.3.3 Résultats et discussions

Pour tester l'influence de l'effet Joule, nous avons d'abord fixé un jeu de paramètre ($P=10 \text{ N/cm}^2$, $V=1 \text{ m/s}$) et comparé les résultats de simulation obtenus avec un courant d'intensité nulle ($I=0\text{A}$) et un courant de forte intensité ($I=50\text{A}$). Les résultats de simulation sont illustrés par les figures 4.18 :

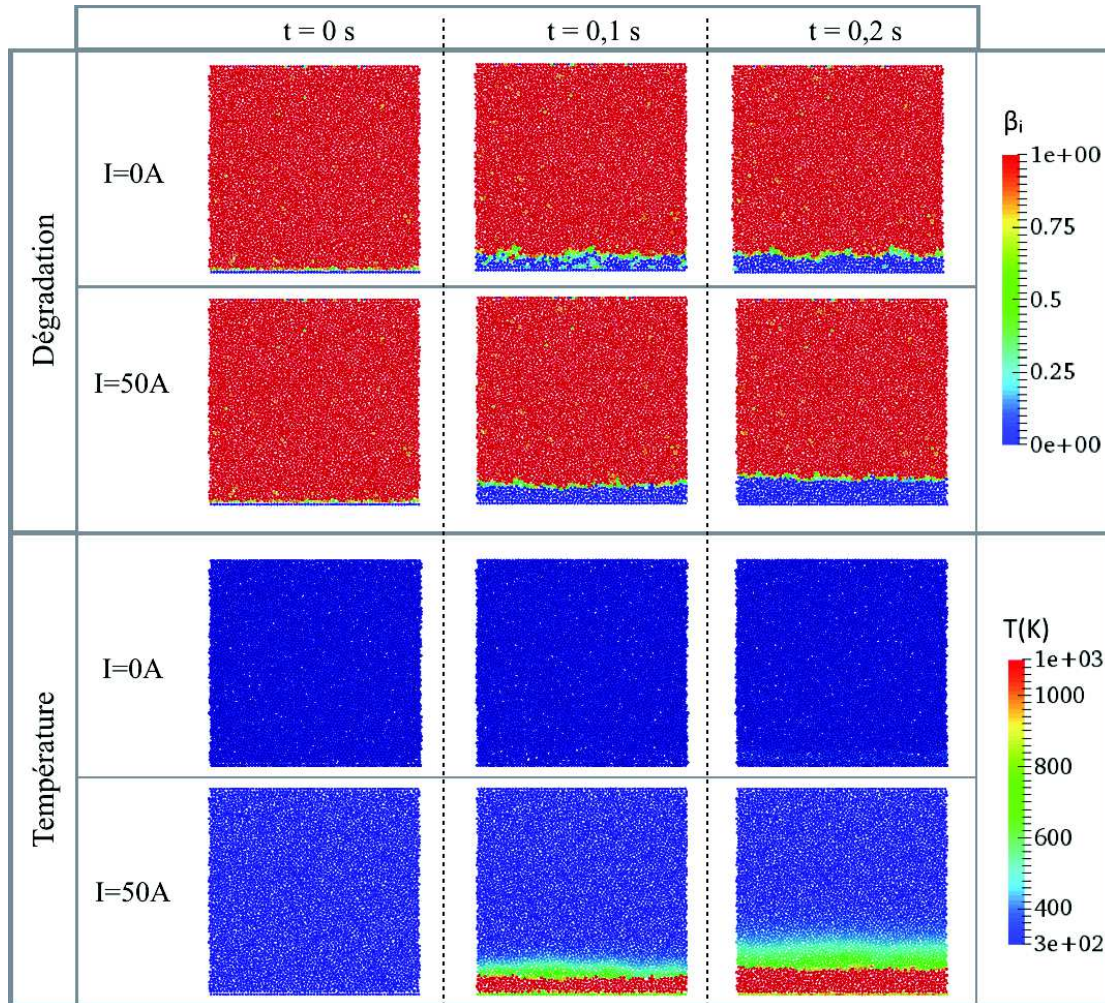


FIGURE 4.18 – Visualisation des simulations avec deux niveaux de courant électrique (0 A et 50 A), pour le champ de dégradation (en haut) et le champ thermique (en bas), à trois instants (0s, 1s, 2s).

Comme nous pouvions nous y attendre, le courant électrique augmente la température maximale du VER et le niveau de dégradation.

Ensuite nous avons fait augmenter progressivement la valeur de l'intensité de courant de 0 à 50 A. Les résultats de simulation sont donnés dans la figure 4.19. Une augmentation du niveau de dégradation avec l'augmentation de la densité de courant est observée. La dégradation évolue comme une fonction polynomiale de degré 2 de la densité de courant I (voir Figure 4.19 a).

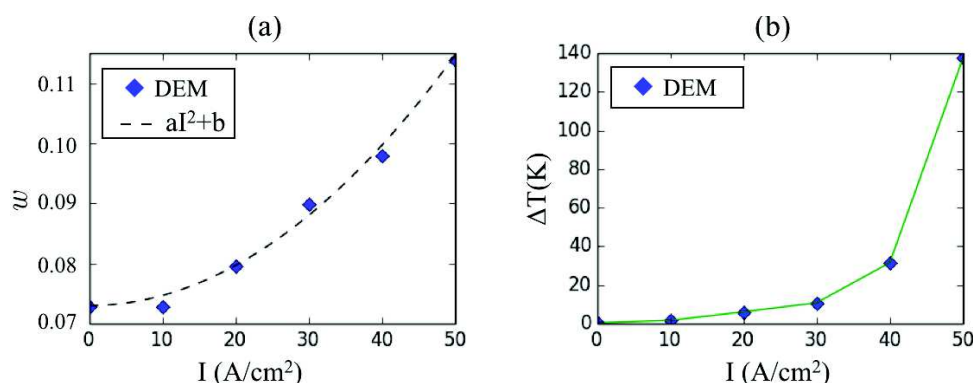


FIGURE 4.19 – Évolution du niveau de dégradation à la fin de simulation pour différentes densités de courant avec une approximation polynomiale de degré 2 (a) ; la température moyenne du VER en fonction du courant injecté (b).

Une augmentation de la température moyenne du VER est également observée (c.f. Figure 4.19 b). Ces résultats de simulation sont cohérents avec le modèle analytique de bilan énergétique, où le taux d'usure est exprimé comme proportionnel à la somme de l'énergie mécanique et électrique injectée dans le système :

$$w \propto \mu PV + R_c I^2. \quad (4.6)$$

où μ désigne le coefficient de frottement et R_c la résistance de contact.

Les tendances obtenues avec ces simulations sont cohérentes avec les résultats expérimentaux obtenus par divers travaux expérimentaux [18, 98]. En effet, l'énergie électrique diminue l'énergie mécanique nécessaire pour endommager une liaison cohésive (voir Figure 4.17) augmente donc la vitesse de dégradation.

4.3.4 Effet couplé avec les contraintes mécaniques

Pour analyser l'effet couplé entre contraintes mécaniques et contraintes électriques, partant du jeu de paramètres précédent au jeu de référence, nous avons fait varier successivement P , V et I . Les valeurs sont données dans le Tableau 4.2. Ces valeurs sont choisies de sorte à avoir une vision de la corrélation entre les effets mécaniques et les effets électriques. Ces résultats sont comparés au modèle de bilan énergétique présenté précédemment (c.f. Equation (4.6)).

Pression	P	50, 100, 150, 200, 250 KPa
Vitesse	V	1, 2, 3, 4, 5 m/s
Densité de courant	I	10, 20, 30, 40, 50 A

TABLE 4.2 – Intervalle des valeurs de contraintes (P, V, I).

Pour l'intervalle de valeurs choisies, les résultats de simulation montrent une augmentation de la dégradation en fonction de la pression appliquée (voir Figure 4.20 a.). Une tendance quasi-linéaire est observée quelque soit l'intensité de courant appliquée. Si on trace la dégradation en fonction de la densité de courant appliquée, on observe une augmentation de la dégradation en fonction de la densité de courant quelque soit la pression appliquée. L'augmentation est comparée à l'équation (4.6) qui montre une corrélation assez satisfaisante (voir Figure 4.20 b.).

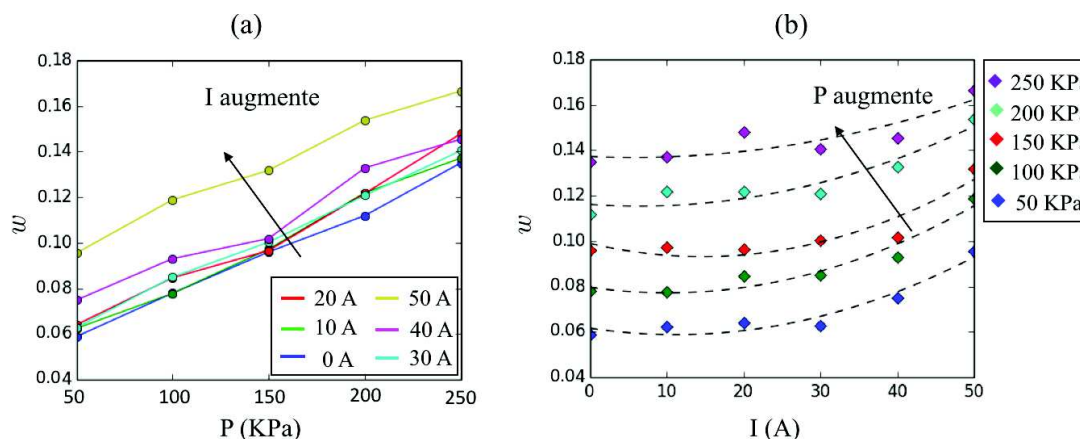


FIGURE 4.20 – Effet de la pression sur le niveau de dégradation couplé avec l'effet du courant électrique. (a) dégradation en fonction de la pression appliquée pour différentes densité de courant ; (b) dégradation en fonction de la densité de courant pour différentes pressions appliquées avec un fit polynomial de degré 2.

Ces résultats montrent que, dans l'intervalle de valeurs choisies, les résultats de dégradation suivent bien l'allure prédite par l'équation (4.6). Ainsi, une augmentation de la pression appliquée augmente la dégradation de surface.

Concernant le couplage entre vitesse et densité de courant, une augmentation de la dégradation en fonction de la densité de courant a également été observée pour une vitesse plus élevée ou pour une densité de courant élevée. Si on trace les résultats en fonction de la vitesse, une augmentation linéaire a été observée (c.f. Figure 4.21 a.). Si on trace les résultats en fonction de la densité de courant injectées, une augmentation en I^2 a été observée.

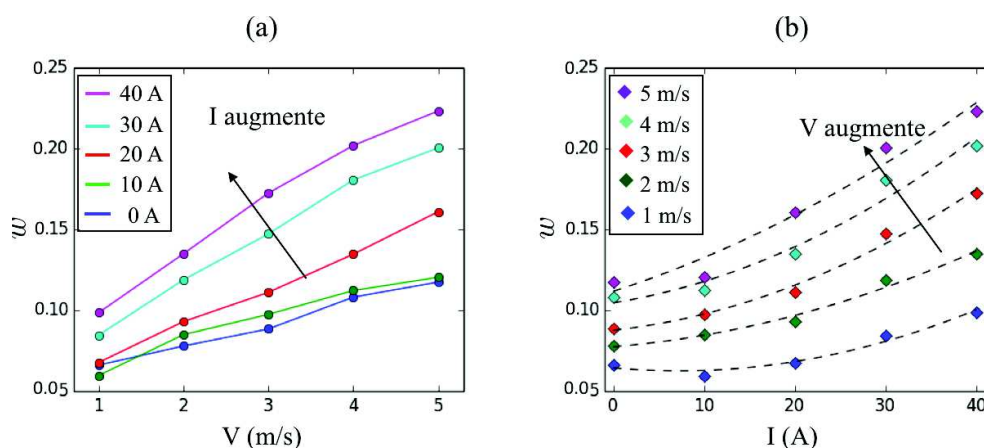


FIGURE 4.21 – Effet de la vitesse sur le niveau de dégradation couplé avec l'effet du courant électrique. (a) dégradation en fonction de la vitesse pour différentes densité de courant ; (b) dégradation en fonction de la densité de courant pour différentes vitesses avec un fit polynomial de degré 2.

Ces résultats montrent donc une tendance proche de celle prédite avec le modèle bilan énergétique, i.e., la dégradation est proportionnelle à la somme de l'énergie mécanique et électrique dissipée par le système.

4.3.5 Influence de la résistivité électrique

Les résultats montrent donc une augmentation du niveau de la dégradation en fonction de la densité de courant électrique par l'effet Joule. Une façon efficace de diminuer l'échauffement par effet Joule est de trouver un matériau moins résistif. Pour illustrer cela, nous avons varié la valeur de la résistivité électrique pour savoir son influence sur le niveau de dégradation. Quatre valeurs de la résistivité ont été choisies pour cinq valeurs de la densité de courant appliquée. Les résistivité ρ_i décroît progressivement. Les résultats sont illustrés par la figure 4.22, où on voit une diminution de la dégradation en diminuant la résistivité électrique.

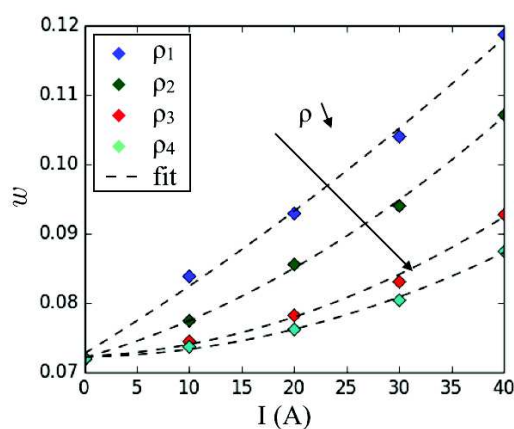


FIGURE 4.22 – Influence de la résistivité électrique sur le niveau de dégradation du VER, avec un fit polynomial de degré 2. $\rho_1 = 3 \cdot 10^{-5} \Omega\text{m}$, $\rho_2 = 1 \cdot 10^{-5} \Omega\text{m}$, $\rho_3 = 5 \cdot 10^{-6} \Omega\text{m}$, $\rho_4 = 1 \cdot 10^{-6} \Omega\text{m}$.

Ces résultats montrent bien qu'en diminuant la résistivité électrique du matériau, on peut diminuer l'énergie électrique dissipée donc l'effet de fragilisation du courant. Ainsi, pour le choix de balai, on doit prendre en compte la valeur de la résistivité électrique non seulement pour la performance électrique du contact, mais également pour la dégradation des balais.

4.4 Discussions sur le scénario de l'usure électrique

La vision du modèle présentée ici est basée sur l'hypothèse que l'échauffement induit par le passage du courant affaiblit les propriétés mécaniques du (des) premier(s) corps (c.f. Figure 4.23). Cette vision, issue des travaux de Johnson et al. [54] et Myshkin et al. [73], permet en partie d'expliquer la hausse du taux d'usure par rapport au cas sans courant électrique. Si on poursuit cette vision, pour la conception du système de contact, il sera alors préférable de donner un matériau au contact de faible résistivité électrique pour diminuer l'échauffement par effet Joule et de bonne conductivité thermique pour évacuer la chaleur. Ceci est cohérent avec les observations expérimentales où certaines nuances de balai de bonne conductivité électrique et thermique peuvent donner des meilleurs résultats en termes de la performance et l'usure [96].

Par rapport aux modèles de bilan énergétique, la nouveauté est d'inclure explicitement l'effet de la température, un facteur négligé dans la loi d'Archard. Dans ce modèle, l'effet de la température est exprimé comme un facteur néfaste qui fragilise la structure du balai, ce qui donne une dépendance naturelle du courant électrique sur la dégradation du balai (voir Figure 4.23).

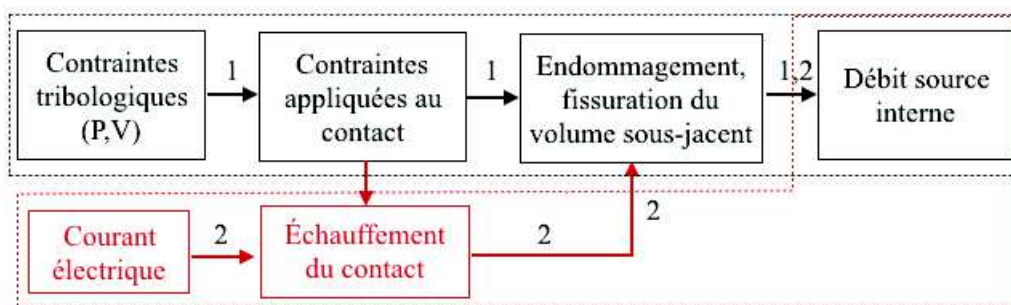


FIGURE 4.23 – La vision de l'usure électrique présentée dans ce chapitre. La vision classique de la loi d'Archard est indiquée par les flèches 1, et la vision de l'usure électrique est indiquée par les flèches 2.

Le modèle permet donc de trouver une tendance globale cohérente avec les observations expérimentales. Ainsi, la considération du modèle nous conduit à chercher une minimisation des contraintes thermomécaniques à l'interface via le choix d'une nuance de balai permettant de minimiser l'échauffement par effet Joule, ce qui conduit, d'une façon inévitable, à augmenter la proportion en métal dans les balais métal-graphite. Ainsi, nous devons nous confronter à l'effet de la proportion en métal au comportement tribologique du contact. Pour cette raison, nous continuons notre discussion par une étude de 5 nuances

de balai contenant des proportions en cuivre très variées, que nous allons détailler dans le chapitre suivant.

Chapitre 5

Étude d'un mélange binaire simple

Sommaire

5.1	Introduction du chapitre	106
5.2	Caractérisation expérimentale des propriétés physiques	106
5.2.1	Balais composites	106
5.2.2	Modèle par la méthode des éléments discrets	107
5.2.3	Essai de compression	108
5.2.4	Mesure de la résistivité électrique	111
5.2.5	Mesure de la conductivité thermique	111
5.2.6	Comparaison des résultats expérimentaux et numériques	112
5.3	Étude des propriétés tribologiques	113
5.3.1	Introduction	113
5.3.2	Présentation du tribomètre Brush-lab	114
5.3.3	Comportement tribologique dans le cas sans courant	115
5.3.4	Comportement tribologique en présence du courant électrique	117
5.4	Comparaison avec résultats numériques	119
5.5	Conclusions du chapitre	120

5.1 Introduction du chapitre

Dans ce dernier chapitre, nous allons faire un pas de plus dans la modélisation afin de tendre vers notre balai réel. Dans le chapitre précédent nous avons travaillé avec des balais homogènes, ce qui n'est pas le cas dans les balais de démarreur. Ces derniers sont des composites présentant une proportion de cuivre et de graphite, plus quelques matériaux en faible proportion (MoS_2 4%, Quartz 1%, etc.).

Contrairement aux autres chapitres, nous allons confronter les résultats numériques avec des essais que nous avons pu réaliser au cours de cette thèse. Ces essais concernent à la fois la caractérisation des propriétés mécanique et électrique de balai (module d'Young, résistivité électrique) puis la caractérisation du comportement tribologique de ces mêmes balais.

Aussi pour chaque type de caractérisation nous comparerons résultats numériques et expérimentaux et discuterons des résultats.

5.2 Caractérisation expérimentale des propriétés physiques

5.2.1 Balais composites

Les différents balais utilisés ont été réalisés par AVO Carbon (www.avocarbon.com). Cinq nuances de balais ont été testées, allant de 5% à 95% de cuivre (voir Figure 5.1).

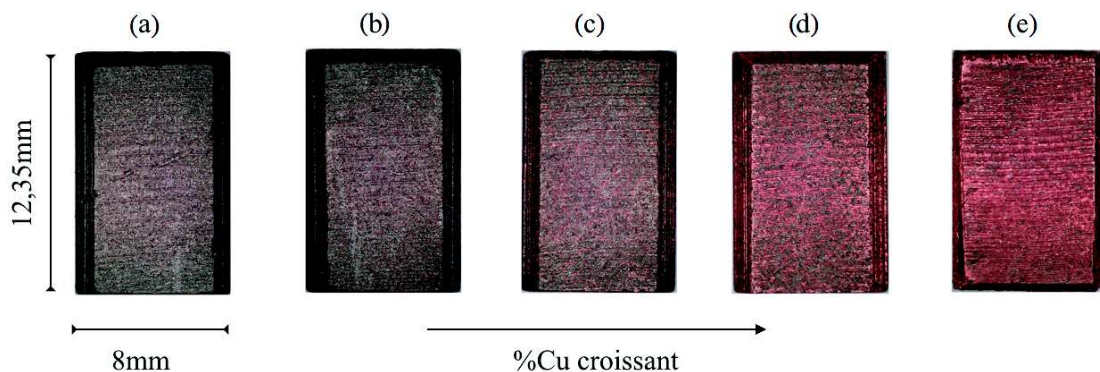


FIGURE 5.1 – Les 5 nuances de mélange binaire utilisées dans ce chapitre. La proportion en cuivre varie de 5% pour nuance (a) à 25%, 50%, 75%, 95% pour (b) (c) (d) (e) respectivement.

Connaissant les deux constituants de ces composites, il est possible d'approcher les propriétés du composite résultant par diverses méthodes. Nous proposons de présenter deux modèles analytiques dit classique (loi de mélange et modèle de champ moyen) et de comparer les résultats aux résultats de simulation et aux résultats expérimentaux.

La loi des mélanges est probablement le modèle le plus simple pour prédire la valeur d'une propriété physique Y en fonction de la proportion de p_1 et p_2 . Cette loi s'exprime de la manière suivante :

$$Y = p_1 Y_1 + p_2 Y_2. \quad (5.1)$$

Elle représente une interpolation linéaire des propriétés (Y_1 et Y_2) de chaque constituant vis-à-vis de leur proportion ($p_1 + p_2 = 1$).

Une autre approche consiste à utiliser le modèle à champ moyen ou modèle de Bruggemann [16]. Si l'on considère un mélange binaire composé de deux matériaux de conductivité respective σ_1 et σ_2 avec pour proportion p et $1-p$. On suppose que les grains (de formes sphériques) sont immergés dans un milieu homogène de conductivité σ_e . Le champ électrique induit dans un grain indexé i est supposé uniforme et sa valeur est déterminée par un résultat classique de l'électro-statique :

$$E_i = E \frac{3\sigma_e}{\sigma_i + 2\sigma_e}, \quad (5.2)$$

où $\sigma_i = \sigma_1$ ou σ_2 et E est le champ électrique très loin du grain.

La cohérence du modèle impose que le champ moyenne E_0 soit égal à la moyenne des champs :

$$E = pE \frac{3\sigma_e}{\sigma_1 + 2\sigma_e} + (1-p)E \frac{3\sigma_e}{\sigma_2 + 2\sigma_e}. \quad (5.3)$$

En éliminant le facteur commun E et après simplification, on obtient :

$$p \frac{\sigma_1 - \sigma_e}{\sigma_1 + 2\sigma_e} + (1-p) \frac{\sigma_2 - \sigma_e}{\sigma_2 + 2\sigma_e} = 0. \quad (5.4)$$

Cette équation quadratique a une seule solution physiquement admissible. Cette solution donnera la valeur de la conductivité effective du modèle.

5.2.2 Modèle par la méthode des éléments discrets

Grace à la tomographie par rayon X, on peut connaître la répartition interne des grains de cuivre et de graphite (voir Figure 5.2). Ainsi, pour modéliser ces nuances par la méthode des éléments discrets, on a choisi de varier de façon aléatoire les propriétés physiques en cuivre ou en graphite des éléments en vue de la proportion destinée. On obtient alors une répartition aléatoire des éléments de cuivre et des éléments de graphite (voir Figure 5.2).

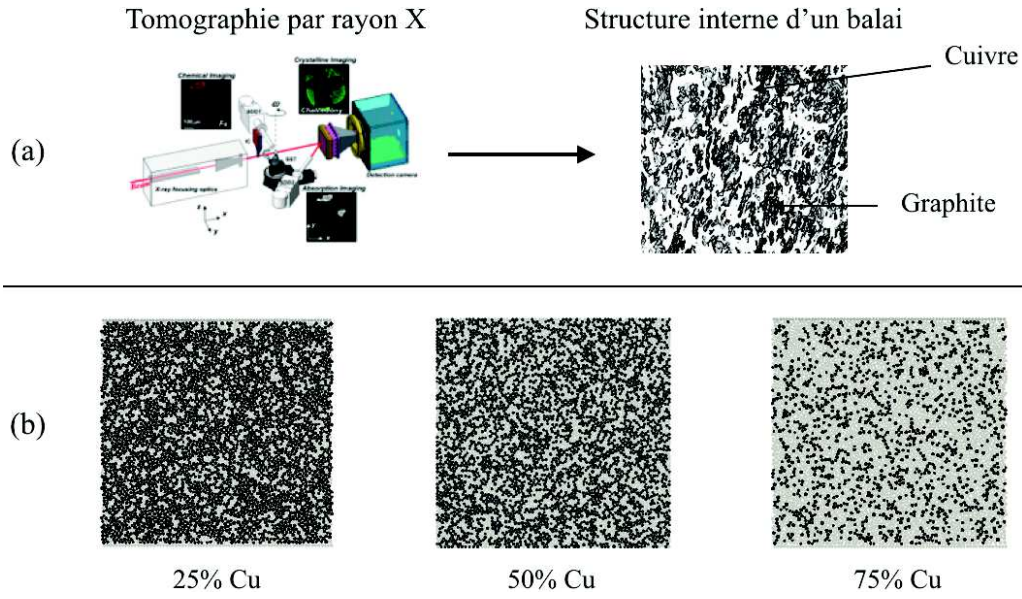


FIGURE 5.2 – (a) Image de la répartition des grains en cuivre et des grains en graphite obtenu par la tomographie X pour une nuance de balai utilisée en série ($\simeq 60\%$ de cuivre) ; (b) échantillon numérique obtenu en modifiant les propriétés physiques des éléments du VER présenté dans le chapitre 4.

Les VERs ainsi obtenus permettent alors de donner une représentation numérique des échantillons de balai. On peut mesurer numériquement les propriétés physiques comme le module d'Young E , la résistivité ρ et la conductivité thermique λ du mélange par des essais numériques.

Pour les contacts entre deux éléments ayant des propriétés physiques différentes, les propriétés effectives au contact seront utilisées pour calculer les différentes paramètres. D'une manière générale, pour deux éléments en contact, la valeur d'une propriété effective au contact (module d'Young E^* , résistivité ρ^* et conductivité thermique λ^*) est définie comme la valeur effective du contact obtenue par la moyenne harmonique des deux éléments a et b :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{2}{E^*} = \frac{1}{E^a} + \frac{1}{E^b}; \\ \frac{2}{\rho^*} = \frac{1}{\rho^a} + \frac{1}{\rho^b}; \\ \frac{2}{\lambda^*} = \frac{1}{\lambda^a} + \frac{1}{\lambda^b}. \end{array} \right. \quad (5.5)$$

Ces approches seront utilisées pour simuler les propriétés effectives du VER. Nous présentons ces aspects dans la suite.

5.2.3 Essai de compression

Dans ces essais, nous allons caractériser le module élastique des échantillons et leur contrainte limite à la rupture. Le principe de mesure est basé sur la relation de contrainte-déformation pour chaque nuance

de balai. Pour cela, une machine de traction-compression est mise en place pour réaliser des essais de traction-compression uni-axiale sur les balais.

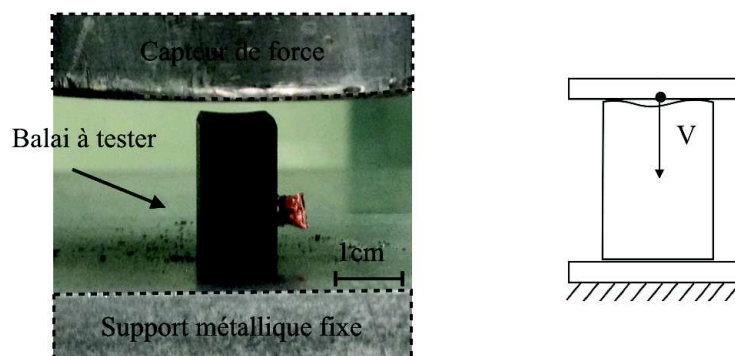


FIGURE 5.3 – Début d'un essai de compression.

Le déplacement vertical de la machine est imposé par le programme interne qui donne une vitesse de déplacement de 10^{-2} mm/s constante. L'effort de réaction est enregistrée par le capteur qui est relié au support métallique, avec une précision proche de 1 N. La contrainte appliquée σ et le taux de déformation ϵ peuvent être calculées par les formules suivantes :

$$\sigma = \frac{F}{S}, \quad \epsilon = \frac{d}{L}. \quad (5.6)$$

où S désigne la section du balai, qui est égale à 56 mm^2 et L la longueur du balai, qui est égale à 12,35 mm. Ainsi, en traçant la relation $\sigma - \epsilon$, on pourra trouver le module d'Young E en faisant une extrapolation linéaire pour les faibles déformations.

Le déplacement est imposé jusqu'à la rupture du balai (c.f. Figure 5.5) pour relever la contrainte limite. Cette valeur peut également nous renseigner sur la valeur de la dureté définie au sens de Vicker, qui est donnée simplement par la formule suivante :

$$H \simeq 3\sigma_c. \quad (5.7)$$

Ces deux paramètres (E et σ_c) seront relevés à la fin de chaque essai de compression.

Les résultats montrent que (voir Figure 5.4), les quatre nuances contenant au moins 25% de cuivre se comportent comme un matériau fragile, qui a un allongement limite élastique à moins de 8% et une absence de déformation plastique, contrairement à la nuance de balai avec 95% de cuivre, qui montre un intervalle de déformation plastique assez marquée (c.f. Figure 5.5). La fragilité de la nuance diminue avec la proportion en cuivre et la contrainte limite élastique augmente.

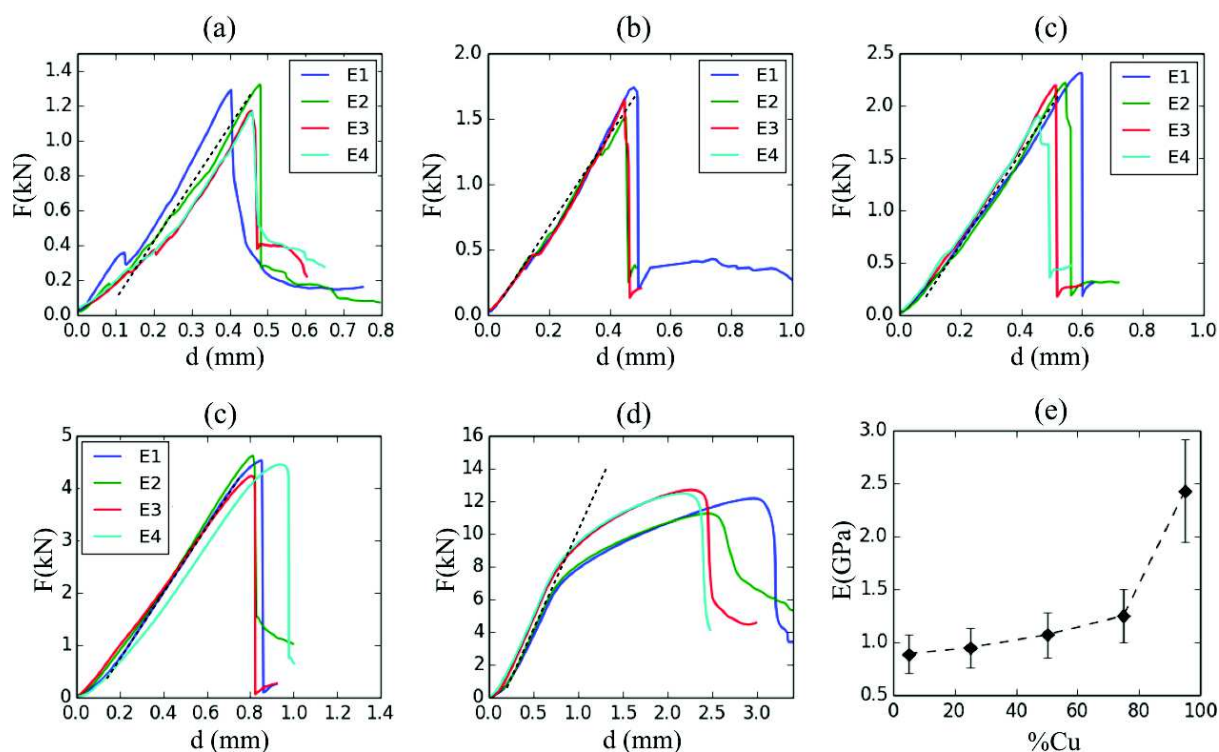


FIGURE 5.4 – Résultats des essais de compression pour les 5 nuances de balai. Le module d'Young E est trouvé par la régression linéaire du régime élastique. De (a) à (d) sont pour une nuance de balai donnée, contenant de 5% à 95% de cuivre de façon croissante. L'évolution du module d'Young E avec une estimation de l'erreur est tracée dans (e).

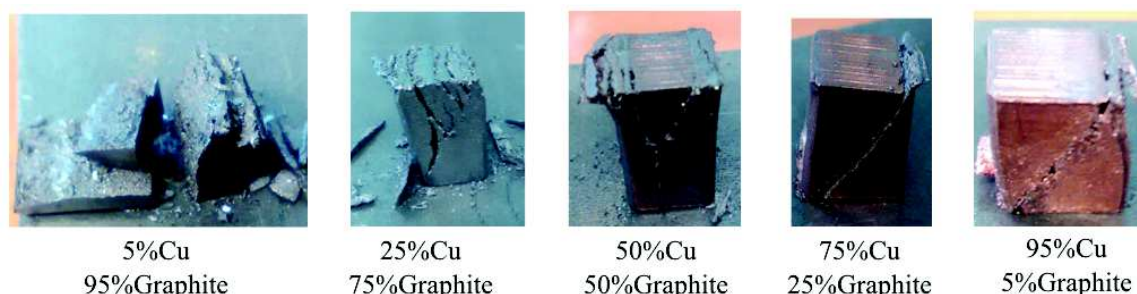


FIGURE 5.5 – Photo de fin des tests avec les faciès de rupture pour différentes nuances de balai.

Compte tenu de l'hétérogénéité de la structure de l'échantillon, des dispersions existent sur les résultats obtenus, surtout pour la nuance avec 5% de cuivre (voir Figure 5.4). Néanmoins, ces essais sont assez répétables.

5.2.4 Mesure de la résistivité électrique

Ici la résistivité électrique ρ est mesurée par la méthode des 4 points (voir Figure 5.6 a). Un courant électrique de densité I connue (100 A pour les nuances riches en cuivre) est injecté dans l'échantillon,

et la différence de potentiel électrique ΔU entre deux points distants de L est mesurée pour calculer la résistivité électrique. Ceci est synthétisé au travers de l'équation suivante :

$$\rho = \frac{\Delta U}{I} \frac{L}{S}, \quad (5.8)$$

où S désigne la section du balai.

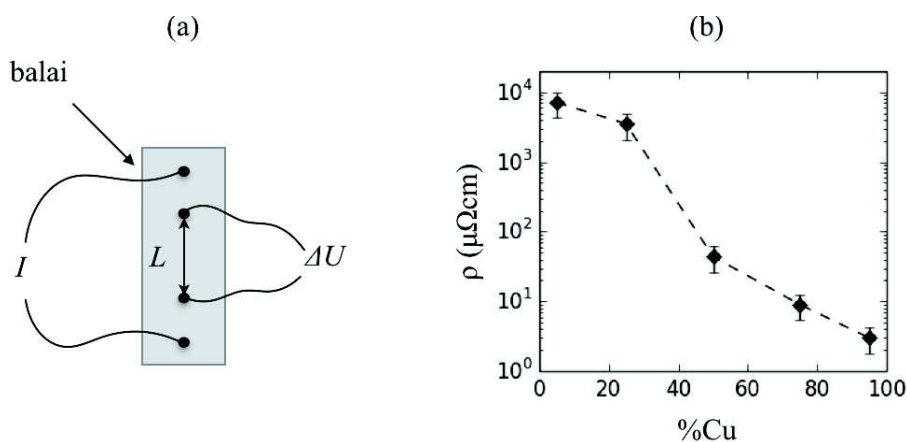


FIGURE 5.6 – (a) principe de mesure de la résistivité par la méthode de quatre points. (b) Résultats de mesure de résistivité tracés à l'échelle semi-log.

Les résultats de mesure sont données par la figure 5.6 (b), où une diminution très rapide de la résistivité en fonction du pourcentage en cuivre a été observée, avec une forme proche d'une exponentielle. Ceci montre l'importance des constituants métalliques pour diminuer la perte électrique.

5.2.5 Mesure de la conductivité thermique

La mesure de la conductivité thermique est basée sur la considération de la loi Fourier. Ainsi, le principe consiste à mesurer un gradient de température (supposé homogène) et le flux thermique traversant l'échantillon en régime stationnaire. Notre dispositif est illustré par la Figure 5.7, où une grande masse avec une température constante ($T=80^\circ\text{C}$) représentant l'effet du puits de chaleur est mis en contact avec le balai à mesurer. Une autre masse beaucoup plus grande que celle des balais (ici 100 fois) est connectée à l'autre bout pour mesurer le flux de chaleur généré par le gradient de chaleur (c.f. Figure 5.9). En même temps, ce flux de chaleur induit une augmentation de la température de ce dernier.

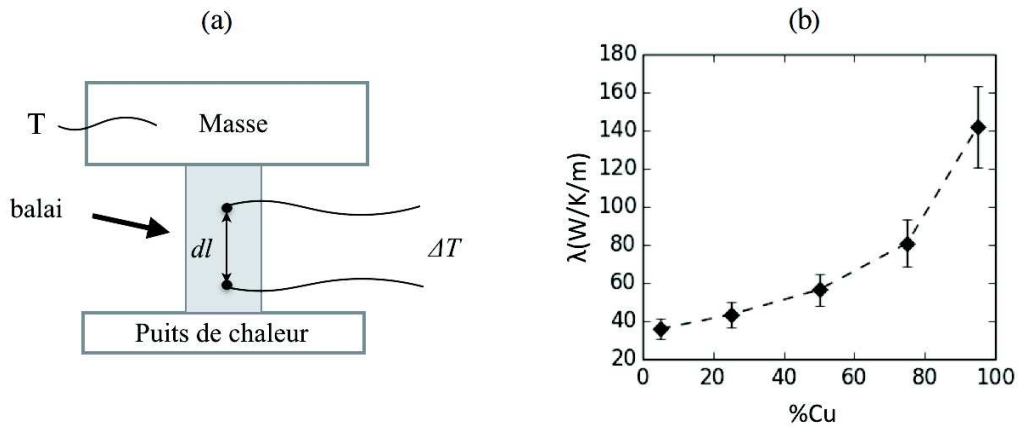


FIGURE 5.7 – (a) Schéma du dispositif expérimental pour la mesure de la conductivité thermique d'une nuance de balai ; (b) résultats de mesure.

La mesure du flux thermique traversant le balai ϕ est relevée par les mesures de la vitesse d'augmentation de la température de la masse. Ainsi, la valeur de la conductivité thermique est calculée par l'équation :

$$\begin{cases} \phi = M_2 c \frac{dT}{dt} \frac{1}{S}, \\ \lambda = \frac{\phi L}{\Delta T}. \end{cases} \quad (5.9)$$

Les résultats de mesure sont donnés par la figure 5.7 (b). Une augmentation de la conductivité thermique en fonction du pourcentage en cuivre a été identifiée. Ces résultats sont logiques car la conductivité thermique du cuivre est plus grande que celle du graphite.

5.2.6 Comparaison des résultats expérimentaux et numériques

Pour les échantillons numériques construits par la méthode des éléments discrets, nous avons fait des simulations des essais de compression pour relever le module d'Young et la contrainte limite élastique, des essais de conduction électrique et thermique pour relever la conductivité électrique et thermique. Les résultats numériques sont donnés par la figure 5.8.

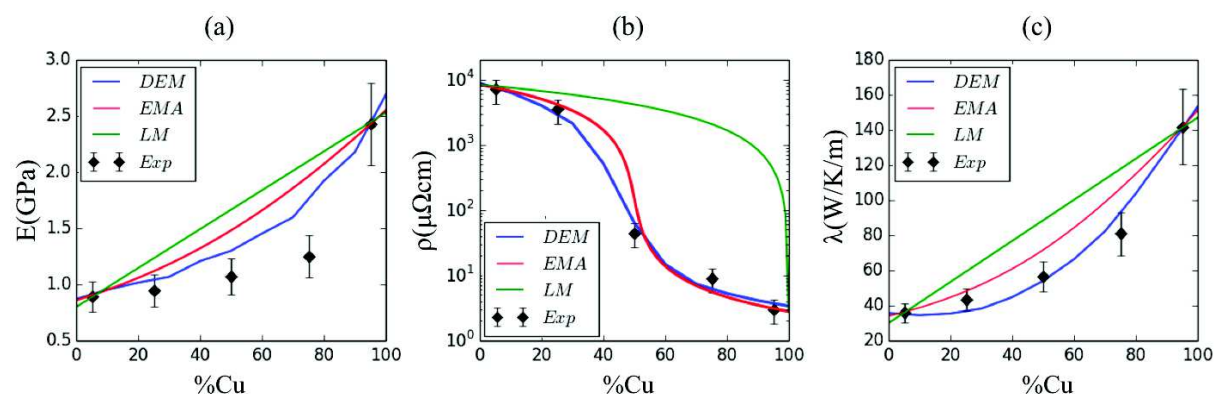


FIGURE 5.8 – Comparaison des résultats par la méthode des éléments discrets (DEM) avec les résultats expérimentaux (Exp) et le modèle de champ moyen (MCM) [16] et la loi de mixture (LM) pour (a) le module d'Young ; (b) la résistivité électrique ; (c) la conductivité thermique.

Parmi les modèles numériques, la loi des mélanges montre des résultats très loins des résultats expérimentaux, qui n'est donc pas applicable pour la plupart des situations. Le modèle par la méthode des éléments discrets et le modèle de champ moyen offrent une meilleure corrélation avec les résultats expérimentaux. Si on compare le modèle de champ moyen et le modèle par la méthode des éléments discrets, on peut voir que le modèle par la méthode des éléments discrets offre une meilleure corrélation avec les résultats expérimentaux. La méthode par éléments discrets permet donc de donner une prédiction satisfaisante vis-à-vis des résultats expérimentaux dans ces cas là. Nous obtenons une première étape de validation de modèle.

5.3 Étude des propriétés tribologiques

5.3.1 Introduction

Après avoir étudié les propriétés physiques de ces balais, nous allons étudier leur performance tribologique. Parmi les propriétés tribologiques, on s'intéresse particulièrement au coefficient de frottement μ , à la résistance de contact R_c et au taux d'usure w , ainsi que leur sensibilité aux contraintes appliquées. Pour cela, nous avons construit un banc tribomètre Brush-lab capable de piloter les différents paramètres d'entrée (P,V,I) de façon indépendante. Des essais de longue durée sont réalisés pour chaque nuance de balai pour connaître la stabilité de leur propriété tribologique au cours du temps. Le taux d'usure est relevé à la fin de chaque essai par une mesure de différence de longueur avant/après essai. Nous allons commencer par le cas le plus simple où le courant électrique est nul. En même temps, des modèles par la méthode des éléments discrets sont construits pour avoir une comparaison avec les résultats d'essai. Nous allons présenter ces aspects en détail dans la suite.

5.3.2 Présentation du tribomètre Brush-lab

Le tribomètre Brush-Lab est conçu pour relever les valeurs de la résistance de contact, du coefficient de frottement et du taux d'usure en fonction des contraintes mécaniques, électriques appliquées. Nous avons simplifié le système de contact par rapport à celui utilisé dans un démarreur. Le nombre de balais est réduit à deux pour ne garder qu'un balai positif et un négatif. Un balai de prise de potentiel électrique en contact avec le collecteur permet de relever le potentiel électrique de celui-ci, et permet de connaître la chute de tension au contact. Le collecteur est relié à un moteur électrique tandis que les balais sont logés dans des cages fixées sur une rondelle qui elle-même est fixée au stator du banc.

La pression du contact est exercée par un ressort de raideur 1 N/mm. Un capteur piézoélectrique relié à l'autre bout du ressort permet de donner en temps réel la valeur de l'effort d'appui du ressort. La vitesse est commandée par un moteur électrique. Un capteur de vitesse de rotation monté sur l'arbre de transmission permet de suivre en temps réel la rotation du collecteur.

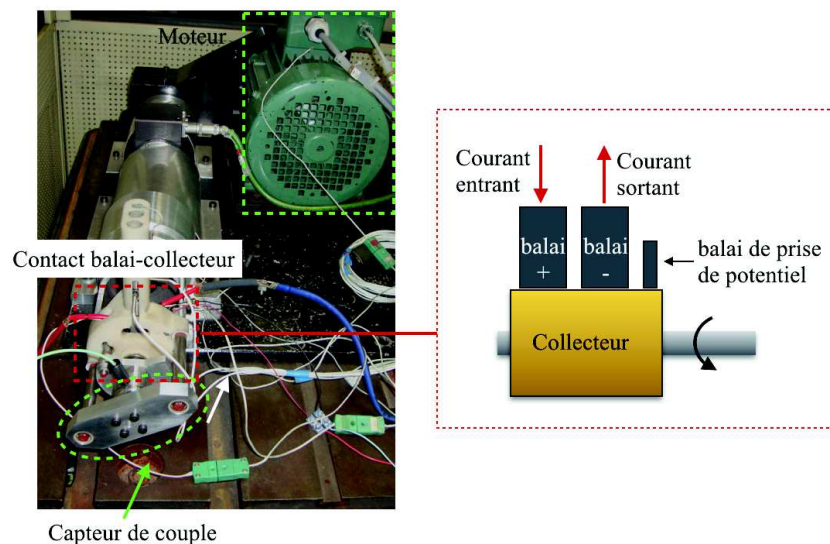


FIGURE 5.9 – Tribomètre brush-lab et son principe utilisé dans ces travaux de caractérisation.

Le coefficient de frottement est mesuré par le couple de frottement enregistré par un capteur de torsion monté sur l'arbre qui entraîne la rotation du collecteur. La vitesse de rotation est fixée à 11 500 rpm, qui correspond à une vitesse linéaire de 19,17 m/s. La durée d'un essai est fixée à 7h, qui correspond à une distance parcourue (notée D) par le contact de 483 km. La longueur du balai (notée L) avant/après essai est mesurée par un pied-coulisse dans l'axe de balai. Ainsi, le taux d'usure est déduit par la formule suivant :

$$w = \frac{\Delta L}{D}, \quad (5.10)$$

la valeur de w est exprimé en nm/m, signifiant en moyenne la longueur usée (en nm) par mètre parcourue.

5.3.3 Comportement tribologique dans le cas sans courant

D'une manière générale, le coefficient de frottement enregistré durant les essais est assez stable pour les nuances de balai contenant au moins 25% de graphite (c.f. Figure 5.10). La valeur moyenne temporelle est assez faible pour ces 4 nuances de balai, qui se situe autour de 0,15. Ceci montre que la présence de graphite permet de lubrifier efficacement le contact lorsque le pourcentage de graphite supérieur ou égale à 25%. Toutefois, la nuance de balai contenant seulement 5% de graphite a un comportement de frottement très différent, où une valeur très grande (vers 0,5) a été mesurée pour le début de l'essai.

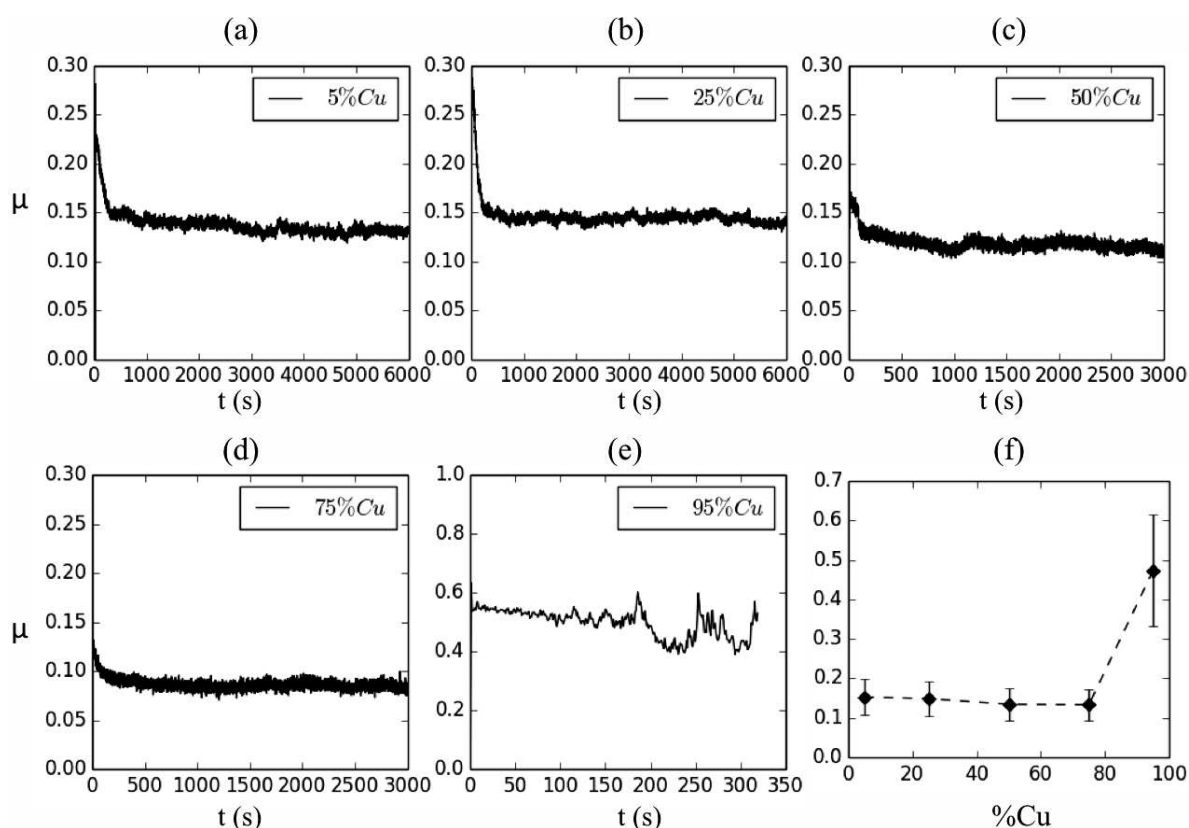


FIGURE 5.10 – De (a) à (e), le coefficient de frottement pour les nuances de balai tracé en fonction du temps pour les différents nuances de balai. (f) évolution du coefficient de frottement en fonction du pourcentage en cuivre.

En effet, pour cette dernière nuance de balai, une éjection massique de débris de taille macroscopique du contact a été observée au bout de quelques minutes d'essai (voir Figure 5.11). Des étincelles lumineuses, émises par des débris incandescents sont observées pendant l'essai montrant des contraintes thermiques extrêmement sévères au contact. La longueur du balai est usée au bout de cinq ou six minutes d'essai pour cette nuance contenant 95% de cuivre. Le taux d'usure est estimé à 1300 nm/m, trois ordres de grandeurs plus grande que les valeurs obtenues pour les autres nuances qui se situent autour de 1nm/m.



FIGURE 5.11 – La nuance de balai avec 95% de cuivre est usée au bout de quelques minutes d’essai. Les poudres sont les débris collectés.

Pour les quatre autres nuances, la valeur moyenne du taux d’usure pour les deux répétitions est tracée dans la figure 5.12. Le taux d’usure est relevé au bout de 7h d’essai pour chaque nuance, par la mesure de la longueur finale avec un pied-coulisse. Faute de temps, une seule répétition a été effectuée pour chaque nuance. Les taux d’usure mécaniques trouvés pour les 4 premières nuances contenant au moins 25% de graphite sont faibles et proches des valeurs obtenues avec les balais utilisés actuellement pour les démarreurs de série. Pour la nuance avec 95% de cuivre, le taux d’usure est quelques ordres de grandeurs plus grand que les 4 autres nuances.

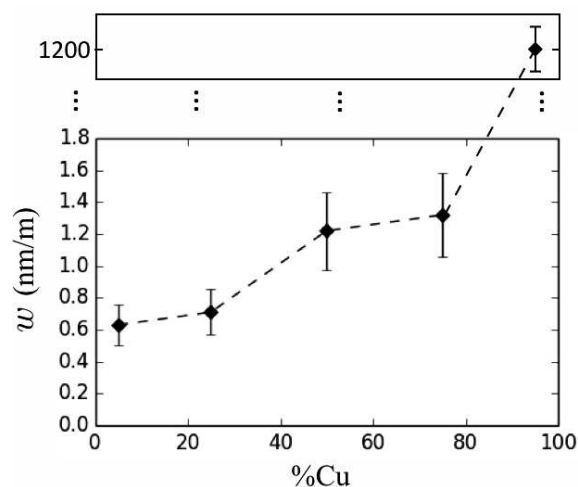


FIGURE 5.12 – Evolution du taux d’usure mécanique en fonction du pourcentage en cuivre. La nuance avec 95% de cuivre a un taux d’usure nettement plus grande (x1000) donc tracée dans un graphe séparé. Les barres d’erreur sont données à titre indicatif.

Une légère hausse du taux d’usure a été observée en fonction du pourcentage en cuivre pour ces balais. Ces résultats d’essai montrent donc que, la nuance avec 95% de cuivre n’est pas utilisable pour les démarreurs. Son coefficient de frottement et son taux d’usure sont trop élevés et ne répondent pas aux exigences demandées. Le même comportement a été observé lorsqu’on injecte du courant électrique. Pour les 4 autres balais contenant au moins 25% de graphite dans le cas sans courant, malgré une légère hausse du taux d’usure pour les balais contenant plus de cuivre, leur coefficient de frottement et leur taux d’usure sont assez proches (voir Figure 5.10, 5.12). Ils sont donc tous susceptibles de satisfaire les exigences demandées pour les démarreurs.

Un phénomène intéressant observé est une tendance inversée pour le frottement et l'usure. Une légère diminution du frottement a été observée en fonction du pourcentage en cuivre tandis que le taux d'usure augmente légèrement. Ce comportement étrange montre que le coefficient de frottement et le taux d'usure ne sont pas nécessairement corrélés. Un coefficient de frottement bas n'est pas garanti du faible taux d'usure.

Si nous traçons le taux d'usure mécanique en fonction du module d'Young ou de la contrainte limite à la rupture, nous observons également un comportement un peu inhabituel. Une augmentation du taux d'usure en fonction du module d'Young et en fonction de la contrainte limite à la rupture a été observée (voir figure 5.13). Ce comportement montre donc une tendance inversée par rapport à la prédiction par la loi d'Archard [9].

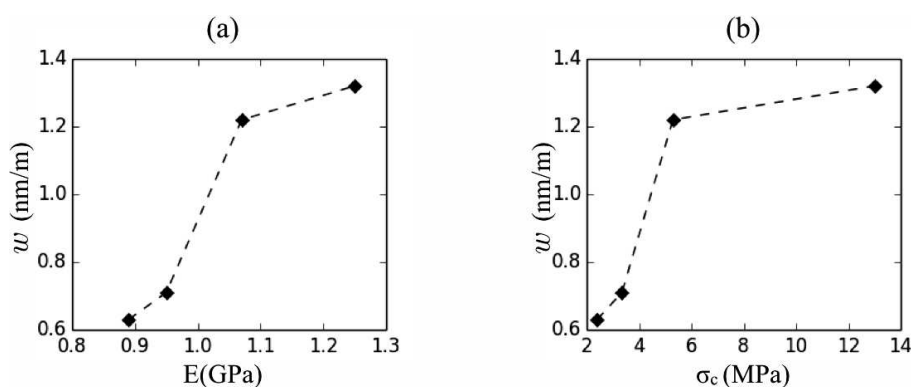


FIGURE 5.13 – Corrélation entre le taux d'usure mécanique et a) le module d'Young ; b) la contrainte limite à la rupture.

En effet, pour les 4 nuances de balai contenant au moins 25% de cuivre, une couche de dépôt de graphite (couleur foncée) a été observée après quelques kilomètres de glissement, formant une couche de troisième corps composé des débris issus de la dégradation des balais. Le cisaillement étant plus facile, l'accommodation des contraintes se passe essentiellement dans cette couche. Ainsi, le taux d'usure dépend essentiellement de la capacité de former et le maintien de cette couche de troisième corps. Plus le balai contient du graphite, plus c'est facile de former cette couche de troisième corps. Ainsi, l'augmentation du taux d'usure observée malgré une baisse du coefficient de frottement est associée à une proportion plus faible de graphite, qui joue le rôle de lubrifiant solide.

5.3.4 Comportement tribologique en présence du courant électrique

Après avoir testé les propriétés tribologiques des 5 nuances de balai dans le cas sans courant, nous avons étudié le cas avec un courant électrique. Pour les balais avec beaucoup de graphite, notamment pour la nuance contenant plus de 75% de graphite, une intensité de courant plus grande que 20A va chauffer le dispositif expérimental au-delà de 200 °C. Certaines parties du tribomètre contiennent des composants

en plastiques, qui se détériorent lorsque la température dépasse cette valeur. Pour ces raisons, nous avons fixé l'intensité du courant injectée à 20A.

La valeur de la chute de tension est enregistrée pour chaque contact (voir Figure 5.14). Comme nous pouvons s'y attendre, la chute de tension diminue lorsque le pourcentage en cuivre augmente, puisque la conductivité électrique augmente. Une différence entre le balai positif et le balai négatif a été observée pour chacune des nuances. Cette différence diminue lorsque le pourcentage en cuivre augmente.

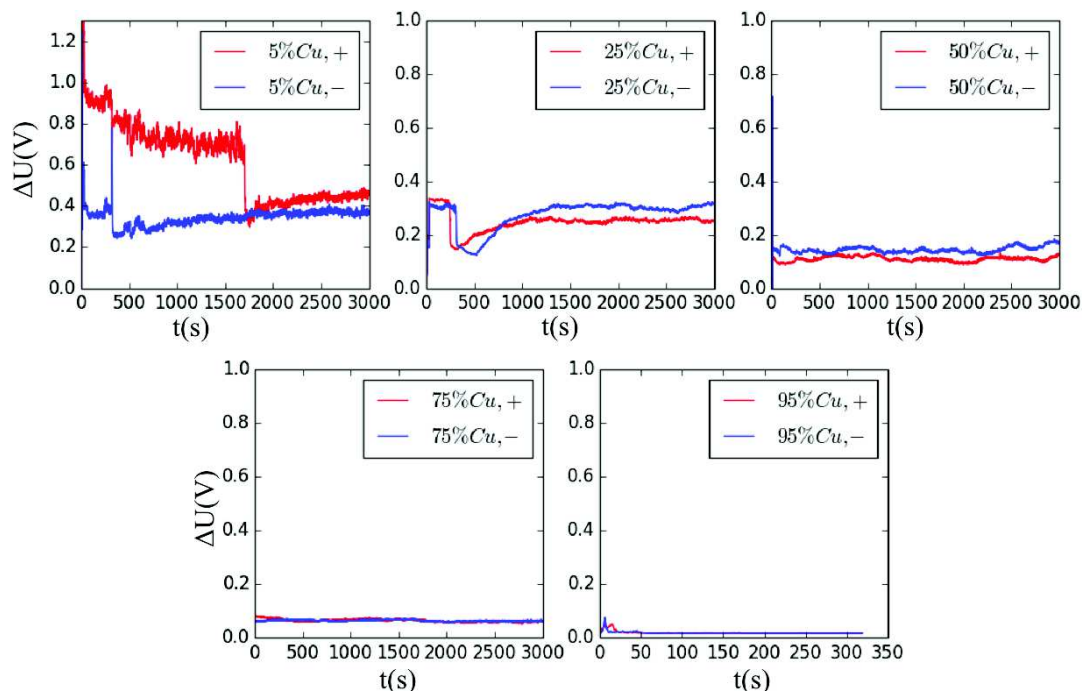


FIGURE 5.14 – La chute de tension pour les balais positifs (rouge) et négatifs (bleu) pour chacune des nuances avec les contraintes appliquées.

Les résultats d'essai sont synthétisés par le tableau 5.1. Nous pouvons voir que la résistance de contact des nuances avec 5% et 25% de cuivre est trop grande pour pouvoir utiliser par les démarreurs.

Nuance	%Cu (-)	μ (-)	R_c (m Ω)	w (I=0A) (nm/m)	w (I=20A) (nm/m)
1	5	0,138	36,3	0,63	20,5
2	25	0,131	24,0	0,71	21,0
3	50	0,115	11,5	1,22	3,12
4	75	0,110	5,5	1,32	2,21
5	95	0,462	0,1	1300	1300

TABLE 5.1 – Synthèse des résultats d'essai.

Rappelons les deux critères de choix pour les balais métal-graphite, qui sont la résistance de contact pour la performance et le taux d'usure pour l'endurance. Une nuance de balai en dessous de 50% créerait une

perte électrique trop importante (tendance exponentielle !), qui nuit non seulement à la performance globale de la machine, mais augmente également les contraintes thermomécaniques au contact. La nuance trop chargée en cuivre (95%) n'est pas utilisable pour la simple raison du taux d'usure (3 ordres de grandeurs plus grand). Ainsi, pour répondre à la fois aux besoins de la performance et de l'usure, le meilleur compromis serait de faire un choix entre les balais de 50% et 75%, ainsi que les valeurs situées dans cette intervalle. En fonction des besoins, une légère augmentation du pourcentage en cuivre peut diminuer efficacement la perte de Joule, sans pour autant dramatiser le frottement et l'usure.

5.4 Comparaison avec résultats numériques

Nous avons appliqué des sollicitations tribologiques aux échantillons numériques précédents. Ces résultats numériques sont comparés aux résultats expérimentaux obtenus précédemment (voir Figure 5.15). Sachant que les modèles numériques ne sont pas une reproduction directe des essais expérimentaux, l'unité de mesure n'est pas la même que celle utilisée dans les essais. Nous comparons seulement les tendances entre le cas avec et sans courant électrique pour les différents échantillons.

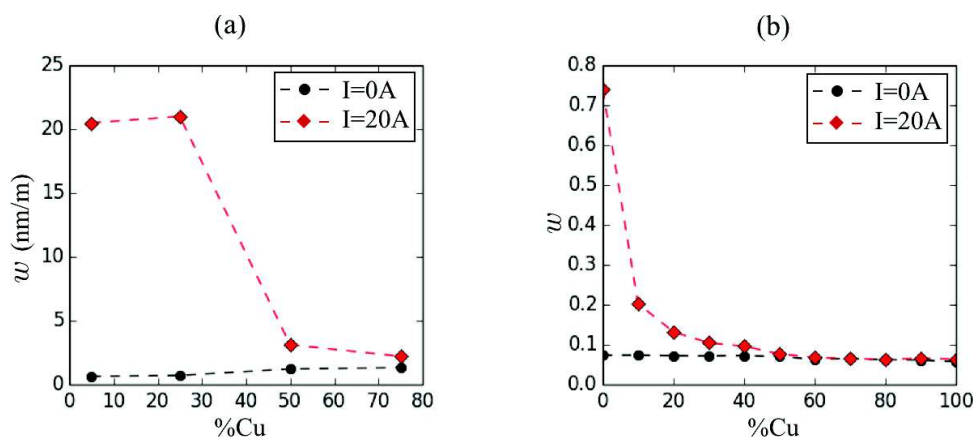


FIGURE 5.15 – Comparaison entre les résultats expérimentaux (a) et les résultats numériques obtenus avec la méthode des éléments discrets (b).

Nous pouvons voir que le comportement du modèle et des résultats d'essais sont globalement cohérents. Une diminution du taux d'usure (de la dégradation pour le cas numérique) a été trouvée en augmentant le pourcentage en cuivre, qui est vraie pour les quatre nuances de balai contenant au moins 25% de graphite. Néanmoins, malgré ces similitudes nous observons une différence pour le cas avec 95% de cuivre. Le modèle prédit un taux d'usure similaire aux autres nuances tandis que l'essai montre qu'il y a une différence significative. Ceci montre que notre modèle ne permet pas de simuler toute la physique dans le contact et qu'il faut recouper avec les modèles de 3^e corps pur pour espérer avoir les bonnes tendances.

En même temps, à travers ces résultats expérimentaux et numériques, nous pouvons voir que la composition optimale se situe autour de 50% et 75% de cuivre. D'une part, pour les pourcentages de cuivre plus faible, une résistance de contact trop élevée est observée, qui dégrade la performance électrique du système de contact ; d'autre part, la dissipation de la puissance électrique augmente rapidement la température au contact, qui dégrade les propriétés mécaniques des matériaux en contact, entraînant une hausse rapide du taux d'usure. Ces résultats sont cohérents avec le constat sur les démarreurs : les meilleurs balais sont toujours ceux qui prennent un pourcentage de cuivre situé autour de 60% de cuivre.

5.5 Conclusions du chapitre

À travers ce chapitre, nous avons balayé en grande ligne l'effet de la composition métallique sur les propriétés physiques et les propriétés tribologiques du contact. Dans le cas sans courant, nous pouvons voir que les composants métalliques augmentent le module d'Young, la contrainte limite à la rupture. Mais ce n'est pas ces aspects qui diminuent le taux d'usure des balais. En absence de courant électrique, une augmentation du taux d'usure en fonction du cuivre a été observée malgré une augmentation de ces deux propriétés.

En même temps, l'ajout des constituants métalliques augmente la conductivité électrique et thermique. Ces aspects sont bénéfiques pour le cas avec courant électrique, qui a notamment pour but de diminuer l'échauffement par effet Joule au contact. Une diminution rapide de la température moyenne au contact est observée en fonction du pourcentage en cuivre, ainsi qu'une diminution du taux d'usure dans le cas mécanique. À travers la comparaison numérique et expérimentale, nous pouvons confirmer le rôle de l'échauffement par effet Joule dans l'augmentation du taux d'usure des balais. Ces connaissances nous poussent à optimiser la proportion en cuivre pour les balais métal-graphite utilisés dans les démarreurs.

Conclusions et perspectives

Conclusions

À travers ces travaux de thèse, nous avons essayé de comprendre le comportement tribologique du contact balai-collecteur utilisé dans les démarreurs électriques. Une attention particulière a été apportée à l'influence du courant électrique sur le comportement tribologique du contact. Le modèle numérique basé sur la méthode des éléments discrets permet de prendre en compte les aspects multi-physique au travers de couplage mécanique, électrique et thermique. Une extension du modèle nous permet de modéliser un milieu aussi bien continu (pour les premiers corps) que discret (pour le troisième corps), permettant d'étudier la vie d'un contact suivant le concept du triplet tribologique.

Le modèle est d'abord appliqué à l'étude d'une couche du troisième corps seul, révélant l'influence des effets inertiels dans la stabilité de la résistance de contact. Ainsi, les résultats de modélisation permettent de montrer que le bruit de la résistance de contact est relié au nombre inertiel, un nombre sans dimension au même titre que le nombre de Reynolds dans le cas de l'écoulement d'un fluide visqueux. Ce nombre, proportionnel à la vitesse de cisaillement et inversement proportionnel au racine carré de la pression, montre la compétition entre ces deux effets sur la stabilité électrique du contact.

Après avoir analysé la couche de troisième corps, on s'intéresse alors à la dégradation du premier corps supérieur, le balai, via l'étude d'un volume élémentaire représentatif. Les analyses montrent que, dans le cas mécanique, le débit source interne suit la tendance prédite par la loi d'Archard, soulignant ici que la loi d'Archard apparaît comme une bonne loi pour décrire la dégradation. Ensuite, pour prendre en compte l'effet du courant électrique, une modification de la loi d'interaction permettant de décrire le premier corps est proposée, en rendant la raideur locale fonction de la température. Le modèle permet alors de retrouver le comportement observé expérimentalement où une augmentation du "taux d'usure" si on augmente la densité de courant. Ceci montre l'influence de l'effet Joule dans le comportement tribologique du contact, et suggère l'importance des constituants métalliques puisque c'est eux qui permettent de diminuer l'échauffement par effet Joule. Cette réflexion oriente alors le choix de balai vers des nuances moins résistives pour diminuer les contraintes thermomécaniques à l'interface.

La recherche d'un balai moins résistif nous conduit à chercher la composition optimale de balai, via une optimisation du pourcentage en cuivre, le constituant métallique. Cinq nuances de balai ont été sélectionnées pour étudier l'influence du graphite et du cuivre sur le comportement mécanique, électrique et thermique de la structure, ainsi que la performance tribologique. Les résultats montrent que, l'ajout du cuivre n'a pas une influence significative sur le comportement au frottement si la proportion n'excède pas 75%. En même temps, l'ajout du cuivre peut efficacement diminuer l'échauffement du contact et augmenter la performance du démarreur, sans pour autant dramatiser le taux d'usure mécanique. Ce constat montre une fois de plus le bénéfice des constituants métalliques, permettant de diminuer la température au contact dans le cas de passage des très grosses densités de courant. Ainsi, on en conclut par une composition optimale située autour de 50% et 75% de cuivre.

Perspectives numériques

Enrichir le modèle pour inclure les effets physico-chimiques

L'échauffement du contact peut modifier également les effets physico-chimiques qui ont un impact important sur le comportement du frottement macroscopique. Il est connu que le frottement et l'usure sont plus faibles pour des contacts présentant un niveau d'oxydation suffisant [69]. Une augmentation de la température par effet Joule peut augmenter la vitesse d'oxydation de la surface du collecteur. Pour prendre en compte cet aspect, on peut envisager de faire évoluer la cohésion du troisième corps en fonction de la température. Cela permettra par ailleurs de simuler l'effet lubrifiant du courant électrique présenté dans le chapitre bibliographique [82].

Enrichir le modèle pour inclure les autres effets du courant électrique

La prise en compte des autres effets du courant électrique semblent aussi d'un grand intérêt. Pour le moment le modèle DEM prend en compte seulement l'effet Joule. L'effet des arcs électriques et du champ électrique est négligé dans le modèle. Dans la littérature nous pouvons identifier quelques travaux traitant de l'impact d'un arc électrique sur la topologie de surface. Une des suites logiques des travaux sera donc de prendre en compte ces effets pour avoir une représentation plus fidèle des contacts électriques.

Modifier les conditions limites pour modéliser le débit d'usure

Comme nous l'avons mentionné dans les chapitres 3 et 4, le modèle actuel ne permet pas de simuler le débit d'usure. La masse totale du système est conservée. Pour la suite, on pourra envisager de prendre en compte des conditions limites plus complexes, permettant de modéliser le débit d'éjection, autrement dit le débit d'usure.

Perspectives expérimentales

Affiner les résultats du mélange binaire

Dans ces travaux de thèse, les pourcentages de cuivre sont choisis de telle sorte qu'on puisse balayer un intervalle assez large allant de 5% à 95%. D'après les études menées dans le chapitre 5, nous pouvons restreindre notre domaine de recherche aux balais contenant 50% à 75% de cuivre. La prochaine étape sera de commander des balais dans cet intervalle de valeurs pour affiner l'influence du cuivre sur le comportement tribologique du contact.

Étudier l'effet des autres constituants

Dans les balais utilisés en série, une faible proportion de MoS_2 a été ajoutée pour lubrifier le contact lorsque sa température est élevée. Dans la suite nous pourrions envisager d'ajouter une certaine proportion de MoS_2 dans les mélanges. Nous pourrions également envisager d'ajouter les autres constituants comme le quartz dans les balais pour voir leur effet. Avec ces étapes intermédiaires, nous pourrions comprendre le rôle de chacun des constituants, afin de proposer un balai complet qui permettra de minimiser à la fois la perte électrique et l'usure.

Analyses tribologiques des surfaces

Enfin, comme nous l'avons montré dans le troisième chapitre, la composition du troisième corps a une influence importante sur le frottement macroscopique. Une analyse des surfaces permettra de connaître la composition du troisième corps et voir s'il y a une corrélation entre la composition volumique et la composition «surfactive». Ces informations seront utiles pour prédire le comportement du frottement macroscopique. Ainsi, l'ajout des autres constituants pourra également modifier la composition du troisième corps. Via les analyses de surface, nous pourrions connaître la composition exacte du troisième corps, qui permettra de nourrir le modèle afin, à terme, de pouvoir proposer une loi prédictive de résistance électrique au contact.

Bibliographie

- [1] Senouci A. and Zaidi H. Frene J. Wear mechanism in graphite-copper electrical sliding contact. *Wear*, pages 949–953, 1999.
- [2] European Environment Agency. Monitoring co2 emissions from passenger cars and vans in 2013. *EEA Technical report*, 1(19), 2014.
- [3] G. Amontons. De la resistance causée dans les machines, tant par les frottemens des parties qui les composent, que par roideur des cordes qu'on y employe, la maniere de calculer l'un l'autre. *Mémoires de l'Académie royale des sciences*, pages 206–222, 1699.
- [4] Damien André, Mohamed Jebahi, Ivan Iordanoff, Jean-Luc Charles, and Jérôme Néauport. Using the discrete element method to simulate brittle fracture in the indentation of a silica glass with a blunt indenter. *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, 265 :136–147, 2013.
- [5] Bruno ANDREOTTI and Olivier POULIQUEN Yoel FORTERRE. *Les Milieux Granulaires - entre fluide et solide*. 2011 edition, 2011.
- [6] Raphaël ANDREUX. *Modélisation et optimisation des démarreurs à inducteur bobiné pour l'application Stop-Start ou micro-hybride*. PhD thesis, Université de Lorraine, 2013.
- [7] Anonymous. Carbon brush technical guide – low load conditions. Technical report, Schunk group, 2010.
- [8] J. F. Archard. Contact and rubbing of flat surfaces. *Journal of Applied Physics*, 24(8) :981–988, 1953.
- [9] J.F. Archard and W. Hirst. The wear of metals under unlubricated conditions. *Proceedings of the Royal Society*, A-236 :397–410, 1956.
- [10] J.A. Bares and G.R. Bourne D.L. Burris N. Argibay, P.L. Dickrell. In situ graphite lubrication of metallic sliding electrical contacts. *wear*, 267 :1462–1469, 2009.
- [11] Y. Berthier. Experimental evidence for friction and wear modelling. *Wear*, 139 :77–92, 1990.

- [12] F. P. Bowden and D. Tabor. The area of contact between stationary and between moving surfaces. *Proceedings of the Royal Society of London*, pages 391–413, 1938.
- [13] F. P. Bowden and D. Tabor. *The Friction and Lubrication of Solids*. Oxford University Press, Clarendon Press, second edition, 1986.
- [14] F. P. Bowden and J. B. P. Williamson. Electrical conduction in solids. i. influence of the passage of current on the contact between solids. *Proceedings of the Royal Society of London A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 246(1244) :1–12, 1958.
- [15] M. Braunovic, N.K. Myshkin, and V.V. Konchits. *Electrical Contacts : Fundamentals, Applications and Technology*. Electrical and Computer Engineering. CRC Press, 2006.
- [16] D. A. G. Bruggeman. Berechnung verschiedener physikalischer Konstanten von heterogenen Substanzen. I. Dielektrizitätskonstanten und Leitfähigkeiten der Mischkörper aus isotropen Substanzen. *Annalen der Physik*, 416 :636–664, 1935.
- [17] M.D. Bryant and David York Atul Tewari. Effects of micro (rocking) vibrations and surface waviness on wear and wear debris. *Wear*, 216 :60–69, 1998.
- [18] Giuseppe Bucca and Andrea Collina. A procedure for the wear prediction of collector strip and contact wire in pantograph–catenary system. *Wear*, 266(1–2) :46 – 59, 2009.
- [19] Hong-Phong Cao, Mathieu Renouf, Frédéric Dubois, and Yves Berthier. Coupling continuous and discontinuous descriptions to model first body deformation in third body flows. *Journal of Tribology*, 133(4) :041601, 2011.
- [20] J.M. Casstevens. Friction and wear characteristics of powder metallurgy copper-graphite brushes at high sliding speeds. *wear*, 49 :169–178, 1978.
- [21] Matthieu CHAMPAGNE. «Endommagement utile» et «dialogue surface/volume» : *Investigation numérique et expérimentale du comportement des composites C/C sous sollicitations tribologiques*. PhD thesis, INSA de Lyon, 20 avenue Albert Einstein, 69621 Villeurbanne, 2013.
- [22] Matthieu Champagne, Mathieu Renouf, and Yves Berthier. Modeling wear for heterogeneous bi-phasic materials using discrete elements approach. *Journal of Tribology*, 136(2) :021603, 2014.
- [23] P. Chazalon. *Etudes des variations de la résistance électrique du contact Balai-Bague de l’alter-nateur*. PhD thesis, Ecole Centrale de Paris, 2 2013.
- [24] Mersen co. carbon brush technical guide. 2008.
- [25] Guillaume Colas. *Reasoned use of contaminants to characterise the rheology of both solid 1st and 3rd bodies : Application to the tribology in space environments*. Theses, INSA de Lyon, July 2013.

- [26] P-H. Cornuault. *Contribution à l'étude du comportement tribologique de matériaux carbonés pour applications électriques*. PhD thesis, Ecole Centrale de Lyon, 2008.
- [27] M. Creyssels, S. Dorbolo, A. Merlen, C. Laroche, B. Castaing, and E. Falcon. Some aspects of electrical conduction in granular systems of various dimensions. *The European Physical Journal E*, 23(3) :255–264, 2007.
- [28] Mathieu Creyssels. *Quelques propriétés du transport électrique dans les milieux granulaires*. PhD thesis, Ecole Normale Supérieure de Lyon, 2006.
- [29] Peter A Cundall and Roger D Hart. Numerical modelling of discontinua. *Engineering computations*, 9(2) :101–113, 1992.
- [30] da Cruz, Frédéric, Sacha Emam, Michaël Prochnow, Jean-Noël Roux, and François Chevoir. Rheophysics of dense granular materials : Discrete simulation of plane shear flows. *Phys. Rev. E*, 72 :021309, Aug 2005.
- [31] Izmailov V. Demkin B. and Uzikova T. Study of tribological characteristics of cermet electric brushes at low sliding velocities. *Soviet Journal of Friction and Wear*, 1 :24–29, 1980.
- [32] Sylvie Descartes. Expertises de collecteurs de démarreurs. Technical report, INSA Lyon, Mai 2014.
- [33] Houkponou E., Pauilmier D. Nery H., and Zaidi H. Tribological behavior of dynamic electrical contact graphite-graphite. *Proceedings of 5th Nordic Symposium on Tribology*, 2 :157–162, 1992.
- [34] H. Zaidi E. Csapo. Influence of the electrical current on the graphite surface in an electrical sliding contact. *Surface and coatings technology*, 76-77 :421–424, 1995.
- [35] Nicolas Fillot, Ivan Iordanoff, and Yves Berthier. Modelling third body flows with a discrete element method—a tool for understanding wear with adhesive particles. *Tribology International*, 40(6) :973–981, 2007.
- [36] Alan N Gent. On the relation between indentation hardness and young's modulus. *Rubber Chemistry and Technology*, 31(4) :896–906, 1958.
- [37] Maurice Godet. The third-body approach : A mechanical view of wear. *Wear*, 100(1) :437 – 452, 1984.
- [38] JA Greenwood and JBP Williamson. Contact of nominally flat surfaces. *Proceedings of the Royal Society of London A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 295(1442) :300–319, 1966.
- [39] Schunk group. Carbon brush technical guide – brush dust. Technical Report SKT GB4 – 13.8.2014 – v2, Schunk Carbon Product, 2010.

- [40] H. Haddad, M. Guessasma, and J. Fortin. Heat transfer by conduction using dem–fem coupling method. *Computational Materials Science*, 81 :339 – 347, 2014.
- [41] Manfred Hahn, Mathias Schwarz, Bernd-H. Kröplin, and Thomas Wallmersperger. Discrete element method for the thermal field : Proof of concept and determination of the material parameters. *Computational Materials Science*, 50(10) :2771 – 2784, 2011.
- [42] H.J. Herrmann and S. Luding. Modeling granular media on the computer. *Continuum Mechanics and Thermodynamics*, 10(4) :189–231, 1998.
- [43] H. Hertz. Ueber die beruehrung elastischer koerper (on contact between elastic bodies). *Gesammelte Werke (Collected Works)*, 1, 1895.
- [44] E. Holm. Friction in graphite brush contact as a function of the temperature in the contact spots. *Journal of Applied Physics*, 33 :156–163, 1962.
- [45] R. Holm. Contribution to the theory of the contact between a carbon brush and a copper collector ring. *Journal of Applied Physics*, 28 :1171, 1957.
- [46] R. Holm. *Electrical contact*. Springer, 1981.
- [47] E. Hornbogen. The role of fracture toughness in the wear of metals. *Wear*, 33(2) :251 – 259, 1975.
- [48] Ivan Iordanoff, Yves Berthier, Sylvie Descartes, and H Heshmat. A review of recent approaches for modeling solid third bodies. *Journal of Tribology*, 124(4) :725–735, 2002.
- [49] Ivan Iordanoff and MM Khonsari. Granular lubrication : toward an understanding of the transition between kinetic and quasi-fluid regime. *Journal of Tribology*, 126(1) :137–145, 2004.
- [50] Fisher J. and Quinn T. F. J. Campbell K. J. The effect of current on the lubrication of sliding electrical contacts. *ASLE Transactions*, 15 :192–200, 1972.
- [51] M. Jean. The non-smooth contact dynamics method. *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, 177(3) :235 – 257, 1999.
- [52] Michel Jean, Vincent Acary, and Yann Monerie. Non-smooth contact dynamics approach of cohesive materials. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 359(1789) :2497–2518, 2001.
- [53] MJ Jiang, H-S Yu, and D Harris. A novel discrete model for granular material incorporating rolling resistance. *Computers and Geotechnics*, 32(5) :340–357, 2005.
- [54] J. Johnson. Sliding monolithic brush systems for large currents. *IEEE Transactions on Components, Hybrids, and Manufacturing Technology*, 10(1) :3–17, Mar 1987.

- [55] H. Kasem, S. Bonnamy, Y. Berthier, P. Dufrénoy, and P. Jacquemard. Tribological, physicochemical and thermal study of the abrupt friction transition during carbon/carbon composite friction. *Wear*, 267(5–8) :846 – 852, 2009. 17th International Conference on Wear of Materials.
- [56] Pierre Lachet. Démarreur électrique, histoire funeste, 12 2013. L'encyclopédie Auto-Moto.
- [57] J K Lancaster. The relationship between the wear of carbon brush materials and their elastic moduli. *British Journal of Applied Physics*, 14(8) :497, 1963.
- [58] J K Lancaster and I W Stanley. The effect of current on the friction of carbon brush materials. *British Journal of Applied Physics*, 15(1) :29, 1964.
- [59] JK Lancaster. Material-specific wear mechanisms : relevance to wear modelling. *Wear*, 141(1) :159–183, 1990.
- [60] JK Lancaster. A review of the influence of environmental humidity and water on friction, lubrication and wear. *TRIBOLOGY INTERNATIONAL*, 301(679X/90) :060371–19, 1990.
- [61] Zhong liang HU and Guo-yun DING Zhen-hua CHEN, Jin-tong XIA. Wear property of high-resistivity carbon brushes made with and without mos2 in variable humidity. *Transactions of Nonferrous Metals Society of China*, 18 :340–345, 2008.
- [62] S.C. Lim and M.F. Ashby. Overview no. 55 wear-mechanism maps. *Acta Metallurgica*, 35(1) :1 – 24, 1987.
- [63] Xiu-Zhou LIN and Ji-liang MO Min-hao ZHU. Tribological and electric-arc behaviors of carbon/copper pair during sliding friction process with electric current applied. *Transactions of Nonferrous Metals Society of China*, 21 :292–299, 2011.
- [64] Charles Machado. *Modélisation et simulation électromécaniques par la MED des systèmes multi-contacts : application à la surveillance des roulements par une mesure électrique*. PhD thesis, Université de Picardie Jule Vernes, Amiens, 09 2015.
- [65] Francesco Massi, Aurélien Saulot, Mathieu Renouf, and Guillaume Messenger. Simulation of dynamic instabilities induced by sliding contacts. In *DINAME 2013*, pages Cd–Rom 9p., Brazil, February 2013.
- [66] J.C. Maxwell. *A Treatise on Electricity and Magnetism*. Number v. 1 in A Treatise on Electricity and Magnetism. Clarendon Press, 1873.
- [67] Coumba Mbodj. *Role of parameters materials and structural in the numerical homogenization of C/C composites. Case of tribological soli citations of braking*. Theses, INSA de Lyon, December 2011.

- [68] M.J.Holle. Effect of hardness on the life time of graphite brushes used for aircraft starter generators. Master thesis, 2010.
- [69] JF Molinari, M Ortiz, R Radovitzky, and EA Repetto. Finite-element modeling of dry sliding wear in metals. *Engineering Computations*, 18(3/4) :592–610, 2001.
- [70] J.-J. Moreau. Unilateral contact and dry friction in finite freedom dynamics. In J.-J. Moreau and P.D. Panagiotopoulos, editors, *Nonsmooth Mechanics and Applications*, pages 1–82. 1988.
- [71] J.J. Moreau. Some numerical methods in multibody dynamics : application to granular materials. *European journal of mechanics. A. Solids*, 13(2) :99–114, 1994.
- [72] S.F Moustafa, S.A El-Badry, A.M Sanad, and B Kieback. Friction and wear of copper–graphite composites made with cu-coated and uncoated graphite powders. *Wear*, 253(7–8) :699 – 710, 2002.
- [73] N. K. Myshkin and V.V. Konchits. Friction and wear of metal-composite electrical contacts. *Wear*, 158 :119–40, 1992.
- [74] Viet-Hung Nhu. *Numerical dialogue between tribological scales*. Theses, INSA de Lyon, June 2013.
- [75] T. Noda, H. Kato, T. Takasu, A. Okura, and M. Inagaki. The Electrical Resistivity of Carbon Black under Compression. *Bull. Chem. Soc. Japan*, 39 :829–833, 1966.
- [76] F. Perales, S. Bourgeois, A. Chrysochoos, and Y. Monerie. Two field multibody method for periodic homogenization in fracture mechanics of nonlinear heterogeneous materials. *Engineering Fracture Mechanics*, 75(11) :3378 – 3398, 2008. Local Approach to Fracture (1986–2006) : Selected papers from the 9th European Mechanics of Materials Conference.
- [77] Farhang Radjai and Frédéric Dubois. *Modélisation numérique discrète des matériaux granulaires*. ISTE, 2010.
- [78] M. Renouf and N. Fillot. Coupling electrical and mechanical effects in discrete element simulations. *International Journal for Numerical Methods in Engineering*, 74 :238–254, 2008.
- [79] Mathieu Renouf. *Numerical Optimisation and Parallel Computing applied to the simulation of 2D/3D discrete element*. Theses, Université Montpellier II - Sciences et Techniques du Languedoc, September 2004.
- [80] Mathieu RENOUF. *HDR : Troisième corps solide*. PhD thesis, Université de Montpellier, 860. Rue du St Priest, Montpellier, 2015.

- [81] Mathieu Renouf and Pierre Alart. Conjugate gradient type algorithms for frictional multi-contact problems : applications to granular materials. *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, 194(18) :2019–2041, 2005.
- [82] Mathieu Renouf, H-P Cao, and V-H Nhu. Multiphysical modeling of third-body rheology. *Tribology International*, 44(4) :417–425, 2011.
- [83] Mathieu Renouf, Frederic Dubois, and Pierre Alart. A parallel version of the non smooth contact dynamics algorithm applied to the simulation of granular media. *Journal of Computational and Applied Mathematics*, 168(1) :375–382, 2004.
- [84] Mathieu Renouf, Francesco Massi, Nicolas Fillot, and Aurélien Saulot. Numerical tribology of a dry contact. *Tribology International*, 44(7–8) :834 – 844, 2011.
- [85] R.Holm. *Electric Contacts : Theory and Application*. H. Geber, 1946.
- [86] David Richard, Ivan Iordanoff, Mathieu Renouf, and Yves Berthier. Thermal study of the dry sliding contact with third body presence. *Journal of Tribology*, 130(3) :031404, 2008.
- [87] Jérôme RIVIERE. *Réponses Thermo-mécaniques des interfaces tribologiques. Cas du freinage aéronautique*. PhD thesis, INSA de Lyon, 20 avenue Albert Einstein, 69621 Villeurbanne, 2015.
- [88] Jérôme Rivière, Mathieu Renouf, and Yves Berthier. Thermo-mechanical investigations of a tribological interface. *Tribology Letters*, 58(3) :1–11, 2015.
- [89] Pierre ROGNON. *Rhéologie des matériaux granulaires cohésifs, Application aux avalanches de neige denses*. PhD thesis, École Nationale des Ponts et Chaussées, 2006.
- [90] Aurélien Saulot. *Tribological analysis of wheel-rail contact Model and experiment - Corrugation case -*. Theses, INSA-Lyon, December 2005.
- [91] E. Shobert. Sliding electrical contacts. *Proceedings of 39th IEEE Holm Conference on Electrical Contacts*, 1983.
- [92] P.G. Slade. *Electrical Contacts : Principles and Applications*. Electrical and Computer Engineering. Taylor & Francis, 1999.
- [93] David Tabor. *The hardness of metals*. Oxford university press, 2000.
- [94] I. Terreros, I. Iordanoff, and J.L. Charles. Simulation of continuum heat conduction using {DEM} domains. *Computational Materials Science*, 69 :46 – 52, 2013.
- [95] John M Ting, Brent T Corkum, Claudia R Kauffman, and Carlo Greco. Discrete numerical model for soil mechanics. *Journal of Geotechnical Engineering*, 115(3) :379–398, 1989.
- [96] Arwed Uecker. Lead-free carbon brushes for automotive starters. *Wear*, 255 :1286–1290, 2003.

-
- [97] Valeo. Gain de consommation de carburant en mode "stop-start", 5 2012.
- [98] C. Weißenfels and P. Wriggers. Numerical modeling of electrical contacts. *Computational Mechanics*, 46 :301–314, 2010.
- [99] Wikipedia. www.wikipedia.org, 6 2016.
- [100] I. Yasar, A. Canakci, and F. Arslan. The effect of brush spring pressure on the wear behaviour of copper–graphite brushes with electrical current. *Tribology International*, 40(9) :1381 – 1386, 2007.
- [101] C Zeng, M Renouf, Y Berthier, and R Hamdi. Numerical investigation on the electrical transmission ability of a shearing powder layer. *Granular Matter*, 18(2) :1–7, 2016.
- [102] H Zhao, G.C Barber, and J Liu. Friction and wear in high speed sliding with and without electrical current. *Wear*, 249(5–6) :409 – 414, 2001.

Table des figures

1	Évolution de la norme européenne concernant l'émission du CO ₂ pour les véhicules particuliers par l'Agence Européenne de l'Environnement [2]. L'objectif est d'atteindre 130 g/km (5,8 L/100 km pour diesel) en 2015 et 95 g/km (4,1 L/100 km pour diesel) en 2020 pour les véhicules essence, diesel et carburant de substitution (Alternative Fuel Vehicle).	1
1.1	Invention du démarreur électrique.	7
1.2	Les composants d'un démarreur électrique moderne.	8
1.3	Système de contact balai-collecteur avec une vision désassemblée (a) : 1, induit, 2, collecteur, 3, rondelle porte-balais, 4, balai métal-graphite, 5, ressort ; et vision assemblée (b). Le ressort illustré dans (a) est un ressort hélicoïdal tandis que le ressort illustré dans (b) est un ressort spiral.	9
1.4	Force de Laplace dans un démarreur.	10
1.5	Visualisation des signaux temporels (intensité de courant et vitesse de rotation) de deux cycles de démarrage pour un démarreur stop-start : cycle de démarrage classique (gauche) d'une durée totale de 3 s et cycle stop-start (droite) de 1,6 s.	10
1.6	Balai neuf (gauche) dont la longueur initiale est (l_1) 12,25 mm et balai usé (droite) avec une longueur radiale l_2 de 9,72 mm après un essai d'endurance.	11
1.7	La procédure standard de fabrication des balais métal-graphite [24].	12
1.8	Résistance de constriction selon Holm.	14
1.9	Résistance de constriction (a) sans oxyde et (b) avec oxyde.	15
1.10	Résultats du comportement de la conductance électrique (inverse de la résistance) des contacts sur les cylindres croisés selon Bowden et Tabor [12]. Les lignes pointillées représente le comportement prédit par le modèle de Hertz-Holm. Pour chaque essai, l'oxyde est soigneusement nettoyé avant les mesures.	17
1.11	Modèle d'Archard [8] décrivant la perte de matière d'une aspérité sphérique par les déformations plastiques et le cisaillement. Le matériau en bas est supposé indéformable.	19
1.12	Résultats du coefficient d'Archard K pour un contact acier-acier selon Lim et al. [62].	20
1.13	Analyse sous Microscope Électronique à Balayage des débris collectés lors d'un essai de frottement (sur tribomètre) par Hu et al. [61].	22
1.14	La notion de triplet tribologique par Berthier et al. [11].	22
1.15	Le phénomène d'usure selon le principe de circuit tribologique [11].	23
1.16	Un spot de contact sans (a) et avec (b) forte densité de courant électrique. Notons que l'amplification des deux images n'est pas la même (1670 fois et 120 fois respectivement) [14].	24
1.17	Arcs induits pour différents efforts de ressort égaux à 0.5N, 1N, 2N selon Lin et al.[63].	25

1.18	Orientation du graphite polycrystalline dans un contact électrique glissant : (a) orientation désordonnée au début du glissement ; (b) alignement dans la direction du glissement dans un contact sans courant ; (c) orientation dans un contact électrique glissant lorsque le courant n'atteint pas le seuil ; (d) désorientation du graphite lorsque la densité dépasse le seuil selon Senouci et al. [1].	26
1.19	L'effet de l'électro-lubrification mise en évidence par Senouci et al [1]. La densité de courant est nulle au départ, et le courant est injecté à $t=10\text{min}$. La résistance de contact est assez stable a.) tandis qu'une diminution progressive du coefficient de frottement est observée b.) L'effet dépend également du sens de circulation de courant.	27
1.20	résultats de Csapo et al. [34] montrent que la variation du coefficient de frottement dépend linéairement de la densité de courant injectée.	28
1.21	Comparaison des résultats expérimentaux et les résultats du modèles analytiques pour un contact balai-collecteur pour différents efforts appliqués [63].	30
1.22	Distribution de la température selon le modèle FEM par Weifenbels et al. [98]	31
1.23	Modèle dégradable par la méthode des éléments discrets par Champagne et al. [21]. Les particules numériques bleues représentent les particules dégradées issues des premiers corps (rouge).	32
1.24	Les interactions multi-physique que nous allons étudier.	34
2.1	Stratégie générale liée aux méthodes par éléments discrets [19].	39
2.2	Détection des contacts par la méthode des boîtes de Manhattan où l'on teste les paires de contact dans 1 puis entre 1 et 2.	40
2.3	Définition des variables au niveau du repère global a) et local b).	41
2.4	Modèle de loi CZM type RCC [76], avec g la distance qui sépare deux éléments, f_n la force d'attraction, g_{el} l'allongement limite de la plage élastique du ressort.	44
2.5	Illustration pour différentes valeurs de β	44
2.6	Raideur du ressort pour $\beta = 1$ et $\beta < 1$	45
2.7	Illustration de la loi mécanique utilisée pour les éléments de troisième corps.	46
2.8	Essai de traction bi-axiale sur un échantillon numérique homogène isotrope.	47
2.9	Discretisation numérique par les éléments discrets avec un empilement aléatoire.	47
2.10	Résultats d'un essai de traction (a) et compression (b) uni-axiale sur un échantillon numérique discrétisé par des éléments discrets.	50
2.11	Analogie entre réseau de contact mécanique (a) et réseau de résistance électrique (b).	51
2.12	(a) La loi d'Ohm pour un contact et (b) la loi des nœuds pour un élément.	51
2.13	Pavage de Voronoi pour un empilement hexagonal.	53
2.14	Différentes discrétisations d'un échantillon continu.	54
2.15	Le rapport entre la valeur numérique R et la valeur théorique R^* pour différents nombres d'éléments N	54
2.16	La résistance équivalente en fonction de l'effort normal pour les éléments de troisième corps tracé à l'échelle normale (a) et tracé à l'échelle log-log (b).	55
2.17	Echantillon numérique pour valider la formulation électrique et thermique dans le milieu du troisième corps.	56
2.18	Résistance électrique R de l'échantillon en fonction de l'effort de compression F (a) et en fonction de son hauteur L_o	56
2.19	Échange de chaleur sous forme de flux thermique entre la particule i et ses voisins.	57
2.20	Illustration de l'effet Joule dans un contact.	60
2.21	Snapshot de la simulation avec effet Joule, (a) $t=0\text{ms}$; (b) $t=200\text{ms}$	62

2.22	(a) résultats de simulation par la méthode des éléments discrets de l'évolution de la température comparés à l'équation (2.54) ; (b) écart-type de la température des éléments au cours du temps.	62
2.23	Échantillon numérique pour valider la formulation thermique dans le milieu du troisième corps.	63
2.24	Évolution de la température moyenne de l'échantillon numérique pour différentes pressions appliquées en fonction du temps. (a) et (b) représentent le cas sans courant ; (c) et (d) représentent le cas avec une forte densité de courant.	64
2.25	Procédure de résolution pour un problème multi-physique par la méthode des éléments discrets.	65
2.26	Stratégie numérique adoptée pour la thèse. D'abord nous allons étudier le frottement et la résistance de contact via un modèle de troisième corps dans le chapitre 3 ; ensuite nous allons étudier la dégradation et l'échauffement du contact par un modèle dégradable dans le chapitre 4.	66
3.1	Vue à l'échelle macroscopique du contact (a) ; vue schématique à une échelle inférieure (b) ; modèle numérique à l'échelle microscopique du contact (c).	68
3.2	Définition des conditions limites : condition périodique dans la direction de cisaillement x est appliquée ; une différence de potentiel électrique $\Delta U = 1V$ entre les parois supérieure et inférieure est appliquée pour la partie électrique. Les contraintes mécaniques P, V sont également appliquées aux parois supérieure et inférieure respectivement. . . .	69
3.3	Illustration de trois régimes d'écoulement suivant la valeur du nombre inertiel I_n [5] et l'évolution du réseau de contact dans ces trois régimes d'après Rognon et al. [89]. Les traits représentent les forces normales entre particules.	71
3.4	Interprétation physique du nombre inertiel I_n en termes de temps macroscopique de déformation (a) et de temps microscopique de réarrangement sous la pression de confinement P (b).	71
3.5	Évolution du coefficient de frottement macroscopique en fonction du nombre inertiel I_n . Chaque point correspond à une simulation avec un jeu de (P,V) donné. Le nombre d'itération pour chaque simulation est égale à 20 000 pour atteindre l'état stationnaire. . .	73
3.6	Évolution de la compacité Φ et du coefficient de frottement effective en fonction du nombre inertiel I_n . Chaque point correspond à une simulation avec un jeu de (P,V) donné. Le nombre d'itération pour chaque simulation est égale à 20 000 pour atteindre l'état stationnaire.	73
3.7	Évolution de R en fonction du nombre inertiel I_n , tracée à l'échelle log-log. Chaque point correspond à une simulation avec un jeu de (P,V) donné. Le nombre d'itération pour chaque simulation est égale à 20 000 pour atteindre l'état stationnaire.	74
3.8	Visualisation du potentiel électrique des éléments pendant la simulation pour deux régimes d'écoulement. (a) $I_n = 3 \cdot 10^{-4}$ et (b) $I_n = 3 \cdot 10^{-2}$	75
3.9	Les signaux temporels de R pour différentes valeurs de I_n	76
3.10	(a) histogramme de R pour quelques valeurs de I_n et (b) une relation quasi-linéaire est trouvée entre l'écart-type σ de la distribution de R et $\sqrt{I_n}$	76
3.11	Évolution de l'écart-type (bruit) du signal temporel de la résistance en fonction du nombre inertiel. Par rapport aux données brutes (a), une correction par l'effet de la vitesse via un facteur $\sqrt{V}$ permet d'avoir une loi qui fit tous les données (b).	77
3.12	Échantillon numérique avec différentes proportions cuivre/graphite. (a) 25%/75% ; (b) 50%/50% ; (c) 75%/25% ; (d) 100%/0%.	78

3.13	Évolution du frottement macroscopique (a) et de la résistance de contact (b) en fonction du pourcentage en cuivre, avec trois valeurs de frottement pour les contacts cuivre-graphite : $\mu_{C/G}^a=0,05$; $\mu_{C/G}^b=0,10$; $\mu_{C/G}^c=0,15$. Les résultats expérimentaux (<i>Exp</i>) sont obtenus avec des balais métal-graphite ayant la même composition.	79
3.14	Évolution du frottement macroscopique (a) et de la résistance de contact (b) en fonction du pourcentage en cuivre, avec trois valeurs de cohésion pour les contacts cuivre-cuivre : $\gamma^a=1,0$; $\gamma^b=10$; $\gamma^c=50$	80
4.1	Système de contact balais-collecteur (a) et zoom sur le contact (b) et le choix d'un VER (Volume Élémentaire Représentatif).	84
4.2	Modèle par éléments discrets du VER. Le volume du balai est supposé dégradable et représenté par des éléments 2D reliés par des lois CZM. Le volume du collecteur est supposé non-dégradable et modélisé par une paroi rugueuse.	85
4.3	Définition des conditions limites : a) condition périodique dans la direction de cisaillement x est appliquée ; b) une densité de courant I est appliquée à la direction y pour la partie électrique.	86
4.4	Définition des conditions limites 2D pour la partie thermique.	86
4.5	Définition de l'endommagement β_i au niveau d'un élément. Le code couleur pour ce paramètre sera : rouge si $\beta_i = 1$ et bleu si $\beta_i = 0$, une couleur intermédiaire pour les valeurs intermédiaires.	87
4.6	Comparaison entre un résultat numérique a.) et un essai expérimental réalisé par Cornuault et al. [26] sur un tribomètre.	88
4.7	Dégradation du VER à la fin de simulation. Les particules bleues représentent les particules détachées par le frottement.	89
4.8	Évolution du niveau de dégradation w en fonction du temps pour différentes pressions appliquées (a) ; une augmentation linéaire du niveau de dégradation w en fonction de la pression P appliquée a été observée (b).	89
4.9	Évolution de la dégradation en fonction du temps pour différentes vitesses de cisaillement (a) ; une augmentation linéaire de la dégradation à la fin de simulation en fonction de la vitesse a été trouvée (b).	90
4.10	(a) Évolution de l'endommagement en fonction de la distance parcourue pour différentes vitesses appliquées. (b) Niveau de dégradation par unité de longueur constant pour différentes vitesses.	91
4.11	Champs de dégradation (a) et champs thermique (b) pour une même distance atteinte par différentes vitesses.	91
4.12	(a) Illustration des lois cohésives utilisées dans les simulations : l'allongement limite élastique est gardé constant en changeant le module élastique (et donc la dureté) et (b) une relation linéaire a été trouvée entre le niveau de dégradation w et l'inverse de la limite élastique σ_c en fixant ϵ_r	93
4.13	Evolution de l'endommagement avec le temps pour deux matériaux. Matériaux 1 est un matériaux dur et fragile, matériaux 2 est un matériaux moins dur et plus ductile.	93
4.14	Résultats des essais de rayage avec courant électrique par Myshkin et al. [73] pour trois nuances de balai. La limite élastique en fonction de la densité de courant (a) et la largeur des empreintes en fonction de la densité de courant (b). VT-1 balai avec liants polymère non-carbonisé ; EG-2A balai électrographite ; MGS-7 balai cuivre-graphite.	95
4.15	Observation sous Microscope Électrique à Balayage (MEB) de la surface du collecteur ayant subi un grand nombre de cycles de démarrage. (a) photo sous lumière blanche ; (b) et (c) image par MEB avec différentes amplifications, avec mode SE.	96

4.16	Analyse chimique des éléments de troisième corps par rayon X.	96
4.17	Modèle CZM utilisé en fonction de la température locale.	97
4.18	Visualisation des simulations avec deux niveaux de courant électrique (0 A et 50 A), pour le champ de dégradation (en haut) et le champ thermique (en bas), à trois instants (0s, 1s, 2s).	98
4.19	Évolution du niveau de dégradation à la fin de simulation pour différentes densités de courant avec une approximation polynomiale de degré 2 (a) ; la température moyenne du VER en fonction du courant injecté (b).	99
4.20	Effet de la pression sur le niveau de dégradation couplé avec l'effet du courant électrique. (a) dégradation en fonction de la pression appliquée pour différentes densité de courant ; (b) dégradation en fonction de la densité de courant pour différentes pressions appliquées avec un fit polynomial de degré 2.	100
4.21	Effet de la vitesse sur le niveau de dégradation couplé avec l'effet du courant électrique. (a) dégradation en fonction de la vitesse pour différentes densité de courant ; (b) dégradation en fonction de la densité de courant pour différentes vitesses avec un fit polynomial de degré 2.	101
4.22	Influence de la résistivité électrique sur le niveau de dégradation du VER, avec un fit polynomial de degré 2. $\rho_1 = 3 \cdot 10^{-5} \Omega m$, $\rho_2 = 1 \cdot 10^{-5} \Omega m$, $\rho_3 = 5 \cdot 10^{-6} \Omega m$, $\rho_4 = 1 \cdot 10^{-6} \Omega m$	101
4.23	La vision de l'usure électrique présentée dans ce chapitre. La vision classique de la loi d'Archard est indiquée par les flèches 1, et la vision de l'usure électrique est indiquée par les flèches 2.	102
5.1	Les 5 nuances de mélange binaire utilisées dans ce chapitre. La proportion en cuivre varie de 5% pour nuance (a) à 25%, 50%, 75%, 95% pour (b) (c) (d) (e) respectivement.	106
5.2	(a) Image de la répartition des grains en cuivre et des grains en graphite obtenu par la tomographie X pour une nuance de balai utilisée en série ($\simeq 60\%$ de cuivre) ; (b) échantillon numérique obtenu en modifiant les propriétés physiques des éléments du VER présenté dans le chapitre 4.	108
5.3	Début d'un essai de compression.	109
5.4	Résultats des essais de compression pour les 5 nuances de balai. Le module d'Young E est trouvé par la régression linéaire du régime élastique. De (a) à (d) sont pour une nuance de balai donnée, contenant de 5% à 95% de cuivre de façon croissante. L'évolution du module d'Young E avec une estimation de l'erreur est tracée dans (e).	110
5.5	Photo de fin des tests avec les faciès de rupture pour différentes nuances de balai.	110
5.6	(a) principe de mesure de la résistivité par la méthode de quatre points. (b) Résultats de mesure de résistivité tracés à l'échelle semi-log.	111
5.7	(a) Schéma du dispositif expérimental pour la mesure de la conductivité thermique d'une nuance de balai ; (b) résultats de mesure.	112
5.8	Comparaison des résultats par la méthode des éléments discrets (DEM) avec les résultats expérimentaux (Exp) et le modèle de champ moyen (MCM) [16] et la loi de mixture (LM) pour (a) le module d'Young ; (b) la résistivité électrique ; (c) la conductivité thermique.	113
5.9	Tribomètre brush-lab et son principe utilisé dans ces travaux de caractérisation.	114
5.10	De (a) à (e), le coefficient de frottement pour les nuances de balai tracé en fonction du temps pour les différents nuances de balai. (f) évolution du coefficient de frottement en fonction du pourcentage en cuivre.	115

5.11	La nuance de balai avec 95% de cuivre est usée au bout de quelques minutes d'essai. Les poudres sont les débris collectés.	116
5.12	Evolution du taux d'usure mécanique en fonction du pourcentage en cuivre. La nuance avec 95% de cuivre a un taux d'usure nettement plus grande (x1000) donc tracée dans un graphe séparé. Les barres d'erreur sont données à titre indicatif.	116
5.13	Corrélation entre le taux d'usure mécanique et a) le module d'Young ; b) la contrainte limite à la rupture.	117
5.14	La chute de tension pour les balais positifs (rouge) et négatifs (bleu) pour chacune des nuance avec les contraintes appliquées.	118
5.15	Comparaison entre les résultats expérimentaux (a) et les résultats numériques obtenus avec la méthode des éléments discrets (b).	119

