



HAL
open science

Expériences et modèles du frottement élastomère sur chaussée en roulement/glisserment

Jonas Bousmat

► **To cite this version:**

Jonas Bousmat. Expériences et modèles du frottement élastomère sur chaussée en roulement/glisserment. Autre. Université de Lyon, 2018. Français. NNT : 2018LYSEC011 . tel-04163157

HAL Id: tel-04163157

<https://theses.hal.science/tel-04163157>

Submitted on 17 Jul 2023

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

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



ÉCOLE
CENTRALE LYON

N° d'ordre NNT : 2018LYSEC011

THÈSE DE DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE LYON

opérée au sein de
l'École Centrale de Lyon

École Doctorale ED162
Mécanique, Énergétique, Génie Civil, Acoustique

Spécialité de doctorat : Mécanique

Soutenue publiquement le 30/05/2018, par :

Jonas Bousmat

Expériences et modèles du frottement élastomère sur chaussée en roulement/glisserment

confidentiel

Devant le jury composé de :

ROBBE-VALLOIRE François, Professeur, Saint-Ouen

Président

GAUTHIER Christian, Professeur, Université de Strasbourg

Rapporteur

ANFOSSO-LEDEE Fabienne, Ingénieur, IFFSTAR

Rapporteuse

Le Bot Alain, Directeur de recherche CNRS, Ecole Centrale Lyon

Directeur de thèse

Scheibert Julien, Chargé de recherche CNRS, Ecole Centrale Lyon

Co-directeur de thèse

Bremond Florian, Ingénieur de recherche, Michelin

Invité(e)

Stat Cruæ dum volvitur orbis

A ma fiancée

A ma famille

Résumé

Les enjeux de consommation d'énergie et de sécurité ont fait du frottement entre les pneumatiques et la chaussée une propriété importante lors de la conception de nouveaux pneumatiques. Pour mesurer ces efforts de frottement deux cinématiques sont couramment utilisées : la mise en glissement et le roulement/glissement. Les lois de frottement issues des expériences de mise en glissement sont assez bien interprétées. En revanche, le lien qui existe entre ces lois de frottement et le comportement en roulement/glissement est encore mal compris. En particulier, les modèles de roulement/glissement n'incorporent pas la transition entre frottement statique et frottement dynamique, bien que cette phénoménologie soit bien établie expérimentalement. Dans cette thèse, nous proposons différents modèles de frottement en roulement/glissement qui étendent ceux de la littérature en intégrant explicitement la transition de frottement statique/dynamique. Pour tester ces modèles dans le cas du contact pneu/chaussée, nous avons réalisé des expériences selon les deux cinématiques, sur un contact simplifié élastomère/chaussée. À partir des expériences de mise en glissement, les paramètres de la loi de frottement sont identifiés, en fonction de la force normale appliquée, de la vitesse de glissement et de la nature de la chaussée. Ces résultats sont implémentés dans nos modèles, pour produire des prédictions en roulement/glissement, qui sont finalement comparées avec les mesures obtenues en roulement/glissement. De plus, certaines hypothèses des modèles ont été testées par des expériences de visualisation in situ du contact. En particulier nous confirmons, sur une interface élastomère/verre, la présence simultanée d'une zone collée et d'une zone en glissement en conditions de roulement/glissement.

mots clés : frottement sec, frottement des élastomères, roulement/glissement, contact pneu/chaussée, imagerie de contact

Abstract

For safety and energy consumption issues, tyre friction has become an important property when designing tyres. There are two main kinematic conditions which are commonly used to measure friction forces : the onset of sliding and the rolling/sliding. The friction laws which are extracted from the onset of sliding experiments are rather well interpreted. In contrast, the link between those frictions laws and the rolling/sliding behaviour remains incompletely understood. In particular, the rolling/sliding models do not take into account the transition between static friction and dynamic friction, although it is a well-established phenomenology. In this manuscript, we propose different models of friction in rolling/sliding, which extend those of the literature by explicitly integrating a static/dynamic friction transition. To test these models in the case of a tyre/road contact, we performed experiment in the two kinematic conditions, on a simplified elastomer/road contact. From the onset of sliding experiments, we identify the parameters of the friction law as functions of the applied normal force, the sliding speed and the type of road. These results are used as inputs in our models to predict the rolling/sliding behaviour, and are eventually compared with the corresponding experiments. In addition, we have tested several assumptions made in the models by performing in situ contact imaging experiments. In particular we confirm, on an elastomer/glass interface, the simultaneous presence of a sticking and a slipping zone in rolling/sliding conditions.

key words : dry friction, elastomer friction, rolling/sliding, tyre/road contact, contact-imaging

Remerciements

Je tiens à remercier l'ensemble des membres du jury d'avoir accepté d'évaluer ce travail. Je les remercie pour la discussion que nous avons eue à la suite de la soutenance. Je remercie aussi M. Touverez directeur du LTDS de m'avoir accueilli dans ce laboratoire.

Je remercie plus particulièrement l'ensemble de mes encadrants, Alain Le Bot, Julien Scheibert et Florain Bremond. Chacun à leur manière, ils ont su m'aider et me faire avancer dans cette thèse. Je les remercie pour leur investissement et leur bienveillance tout au long de ces trois années. J'ai apprécié travailler avec vous. Grâce à vous et à votre accompagnement j'ai vraiment progressé tant d'un point de vue scientifique qu'humain et pour cela je vous en suis très reconnaissant.

Je remercie aussi l'ensemble des ingénieurs de recherche et technicien qui participe au bon déroulement des travaux du laboratoire. Je remercie en particulier Nazario Morgado et Mathieu Guibert pour l'aide qu'ils m'ont fournie pour réaliser mes expériences.

Je voudrais aussi adresser quelques mots à l'ensemble de mes collègues doctorant et post-doctorant, Riad, Gaël, Sarah, Julien, Thibault, Simon, Alexia, Marième, Nicolas, Paul, Thibault Durand, Camille, Sylvain, Fabien. J'ai passé trois années extraordinaires en votre compagnie.

Je remercie mes parents et ma famille sans qui je ne serais pas là. Ils ont toujours su me soutenir et m'accompagner tout au long de mon parcours et en particulier lors de cette thèse.

Pour finir je voudrais remercier ma fiancée Brenda qui m'a été d'un grand soutien tout au long de la thèse et qui a su trouver les mots lorsque les difficultés se sont fait sentir. Je la remercie pour la patience dont elle a fait preuve lorsque j'étais moins disponible pour elle.

Table des matières

Résumé	v
Abstract	vii
Remerciements	ix
1 Introduction	1
1.1 Motivations industrielles	1
1.2 Motivations scientifiques	5
1.3 Système étudié	12
2 Modélisation du contact pneu/chaussée	15
2.1 Introduction	15
2.2 Modèle de Carter	18
2.2.1 Prérequis mécanique	18
2.2.2 Démonstration du modèle de Carter	21
2.3 Le modèle de Carter amélioré	24
2.4 Modèle couche mince (MCM)	32
2.4.1 Modèle couche mince amélioré (MCMA)	36
2.5 Conclusion	39
3 Étude expérimentale du contact pneu/chaussée	41
3.1 Introduction	41
3.2 Le roulement des pneus	43
3.2.1 Le dispositif expérimental	44
3.2.2 Configuration expérimentale de mise en glissement	44
3.2.2.1 Les limites du dispositif expérimental	46
3.2.3 Configuration expérimentale de roulement/glissement	47
3.2.4 Les échantillons de gommes	51
3.2.5 Caractérisation des échantillons de chaussée	53
3.2.6 Étude topographique de la chaussée	55

3.3	Résultats des expériences de mise en glissement	58
3.3.1	Effet de la couche superficielle de bitume	61
3.3.2	Étude expérimentale de la loi de frottement	62
3.3.2.1	Effet du vieillissement	62
3.3.2.2	Effet de la vitesse de mise en glissement	63
3.3.3	Comparaison entre les différents types de chaussée	66
3.4	Résultats des expériences en roulement/glisement	67
3.4.1	Étude en fonction de la vitesse d'entraînement	67
3.4.2	Comparaison des différents types de chaussée	69
3.5	Essai sur un sol modèle transparent	69
3.6	Conclusion	71
4	Visualisation du contact	73
4.1	Introduction	73
4.2	Le dispositif expérimental	75
4.2.1	Fabrication du PDMS	76
4.2.2	Le centrage et le parallélisme	77
4.3	Les méthodes d'analyse d'images	77
4.3.1	La segmentation	77
4.3.2	La corrélation d'image	79
4.4	Étude du contact statique chaussée/élastomère	83
4.5	Visualisation de la mise en glissement	88
4.5.1	Aire de contact réelle	88
4.5.2	Évolution du champ de déplacement	90
4.5.3	Effet d'une topographie sur la mise en glissement	93
4.6	Visualisation du contact en roulement/glisement	97
4.7	Conclusion	100
5	Discussion	101
5.1	Validité des hypothèses du modèle MCMA	101
5.1.1	La loi de frottement (H1)	101
5.1.2	La pression de contact (H2)	104
5.1.3	La distinction en deux zones du contact (H3)	106
5.1.4	La contrainte de cisaillement dans le contact (H4)	107
5.2	Résultats en roulement/glisement	107
5.3	Comparaison du modèle avec les résultats expérimentaux	108
5.4	Conclusion	110
	Conclusion et perspectives	113

Table des figures

1.1	Les différentes étapes de la conception d'un pneumatique	2
1.2	Évolution du coefficient de frottement en fonction du taux de glissement lors du freinage d'un pneu	2
1.3	Schéma de fonctionnement d'un tribomètre circulaire	3
1.4	Schéma d'un essai de roulement/glissement	4
1.5	Schéma de l'évolution du coefficient de frottement selon deux types d'expériences, le roulement/glissement, courbe de gauche, et l'essai de mise en glissement, courbe de droite	4
1.6	Schéma du frottement entre deux solides S_1 et S_2	5
1.7	Tribomètre utilisé par Coulomb pour étudier les lois du frottement dans [28]	6
1.8	Croquis dessinés par Léonard de Vinci de mécanismes pour mesurer le frottement [figure extraite du codex Atlanticus]	6
1.9	Schéma du dispositif expérimental utilisé par Rabinowicz [70] pour étudier la transition entre le coefficient de frottement statique et le coefficient de frottement dynamique	7
1.10	Schéma des microcontacts dans un contact rugueux/rugueux	8
1.11	Évolution du coefficient de frottement statique (μ_s) en fonction du temps de contact pour plusieurs pressions normales. Figure extraite de [32]	9
1.12	Évolution de la contrainte de frottement lors d'un changement brusque de vitesse de glissement	9
1.13	Évolution du coefficient de frottement dynamique en fonction de la vitesse de glissement pour trois différents matériaux A,B,C (figure extraite de [32])	10
1.14	Évolution du coefficient de frottement dynamique (μ) en fonction de la vitesse de glissement, figure réalisée grâce à l'équivalence vitesse de glissement/température (figure extraite de [40])	11
1.15	Vue éclatée des différents composants d'un pneumatique	12
2.1	Schéma du modèle viscoélastique de [56]	16
2.2	Résultat des efforts lors d'un glissement latéral dans le modèle [56]	16
2.3	Évolution du coefficient de frottement en fonction du taux de glissement pour plusieurs modèles théoriques [29]	17

2.4	Schéma des modèles présentés	17
2.5	Schéma entrées/sorties des modèles de roulement/glisement	18
2.6	Schéma d'une force ponctuelle appliquée sur un massif semi-infini	18
2.7	Champ de pression et de cisaillement dans le contact pour le modèle de Carter [23]	22
2.8	Évolution de la force tangentielle linéique normalisée par la force normale linéique en fonction du taux de glissement, pour $F_n = 10 N$, $R = 2\text{cm}$, $E = 3\text{ MPa}$ et $\mu = 1$.	24
2.9	Évolution du coefficient de frottement en fonction de la distance glissée	25
2.10	Représentation des différentes zones dans le contact	25
2.11	Champ de contrainte de cisaillement dans le contact pour le modèle de Carter (rouge) et notre modèle de Carter amélioré (bleu)	31
2.12	Évolution du coefficient de frottement en fonction du taux de glissement pour le modèle de Carter (noir), et le modèle de Carter modifié (violet) $V_e.R = 0.01m$, $G = 2.25\text{ MPa}$, $F_n = 10 N$, $\mu_s = 1.7$, $\mu_d = 1.3$, $D_c = 6.7 \cdot 10^{-4} m$	32
2.13	Schéma du modèle couche mince	32
2.14	Évolution de la contrainte normale $p(x)$ et de la contrainte de cisaillement $\tau(x)$ dans le contact, dans le cas du modèle couche mince	33
2.15	Évolution du rapport $F_t/\mu F_n$ en fonction du taux de glissement s_2 dans le modèle couche mince pour $G = 1\text{ MPa}$, $F_n = 10 N$, $R = 2 \cdot 10^{-2} m$, $\mu = 1, h = a$	35
2.16	Évolution du rapport $F_t/\mu F_n$ en fonction du taux de glissement s dans le modèle couche mince et dans le modèle de Carter, pour $G = 1\text{ MPa}$, $F_n = 10 N, R =$ $2 \cdot 10^{-2} m$, $\mu = 1, h = a$	36
2.17	Proportion du contact collé en fonction du taux de glissement	36
2.18	Schéma de la loi de frottement locale en fonction du déplacement	37
2.19	Évolution du coefficient de frottement en fonction du taux de glissement dans le modèle MCMA avec $G = 1\text{ MPa}, F_n = 10 N, R = 2 \cdot 10^{-2} m$	37
2.20	Évolution du coefficient de frottement en fonction du taux de glissement, dans le modèle MCMA, avec $G = 1\text{ MPa}, F_n = 10 N, R = 2 \cdot 10^{-2} m$	38
2.21	Évolution du ratio p_r en fonction de μ_s et μ_d pour $D_c = 10^{-4} m$, $G = 1\text{ MPa}$, $R = 0.02 m$, $F_n = 10 N$	38
3.1	Coefficient de frottement en fonction de la vitesse de glissement (mesure et simula- tion) extraite de Lorenz et al.[53]	42
3.2	Courbe d'autocorrélation d'une surface auto-affine en fonction de la longueur d'onde	43
3.3	Photographies du dispositif expérimental LUG	44
3.4	Schéma de la configuration expérimentale de mise en glissement	44
3.5	Schéma de la demi-sphère de positionnement utilisée pour la configuration en mise en glissement du LUG	45
3.6	Réponse impulsionnelle du capteur piézoélectrique de force dans la direction X . .	45

3.7	Contenu fréquentiel de la réponse en fréquence du capteur de force dans la direction X	46
3.8	Évolution typique de la vitesse de la chaussée au cours d'une expérience de mise en glissement pour une consigne de 0.31 m/s	46
3.9	Vitesse de la chaussée lors du pic de frottement en fonction de la vitesse de consigne. En rouge est représentée la droite de pente 1	47
3.10	Âge du contact pour chaque mise en glissement.	47
3.11	Coefficient de frottement statique en fonction de l'âge du contact, les points noirs correspondent aux expériences avec un cisaillement initial non nul et les points blancs avec un cisaillement nul (figure extraite de [20]).	48
3.12	Schéma de la configuration de roulement/glissement	48
3.13	Photographie du dispositif de mesure du torseur des efforts de contact (hexapode)	49
3.14	Photographie de l'axe motorisé sur lequel est fixé le cylindre de gomme	49
3.15	Schéma des points de mesure servant à l'étalonnage du capteur six axes	50
3.16	Évolution typique du coefficient de frottement en fonction du taux de glissement	51
3.17	Schéma d'un échantillon de gomme	51
3.18	Exemple de déformations successives appliquées au matériau	52
3.19	Schéma de l'évolution du module de conservation pour trois températures	53
3.20	Réponse en fréquence de l'élastomère utilisé dans nos expériences, courbe maîtresse à 20°C	54
3.21	Photographie des trois types de chaussée utilisés	54
3.22	Schéma de l'enrobage de la chaussée	55
3.23	Schéma de fonction du profilomètre laser utilisé extrait de la documentation fourni par le constructeur [57].	55
3.24	Topographie d'un échantillon de route BBTM 0/10 mesuré par profilométrie laser	56
3.25	Topographie d'un échantillon de route BBTM 0/6 mesuré par profilométrie laser	56
3.26	Topographie d'un échantillon de route BBSG 0/10 mesuré par profilométrie laser	56
3.27	Distribution de probabilité des hauteurs d'aspérité pour les différents échantillons	57
3.28	Densité spectrale de puissance pour chaque échantillon	58
3.29	Schéma de l'évolution de la vitesse de rotation de l'échantillon de route au cours du temps	59
3.30	Vitesse instantanée de la route pour une consigne de 0.3m/s soit 100 tours/min	59
3.31	Évolution temporelle des efforts pour une consigne de $0,3\text{m/s}$ soit 100 tours/min	59
3.32	Valeurs caractérisant le frottement	60
3.33	Coefficient de frottement statique pour différentes positions initiales	60
3.34	Comparaison des propriétés de frottement pour un échantillon neuf (bleu) et un échantillon décapé(rouge) pour plusieurs essais.	62

3.35	Évolution de μ_s en fonction de l'âge du contact pour un contact élastomère BBSG 0/10	62
3.36	Évolution de μ_s en fonction de la vitesse de mise en glissement pour $t_c = 1s$ pour une chaussée en BBSG 0/10	63
3.37	Évolution de μ_d en fonction de la vitesse de mise en glissement	63
3.38	Courbe de frottement normalisée	64
3.39	Évolution de D_c en fonction de la vitesse de mise en glissement	64
3.40	Évolution de μ_s en fonction de la vitesse de mise en glissement, $a = 0.6 \pm 0.2$, $c = -1.0 \pm 0.2$, $V_0 = 0.058 \pm 0.01$	65
3.41	Évolution de μ_d en fonction de la vitesse de mise en glissement, $a = 1.2 \pm 0.1$, $c = -0.11 \pm 0.3$, $V_0 = 0.04 \pm 0.02$	65
3.42	Évolution de D_c en fonction de la vitesse de mise en glissement, $a = 0.003 \pm 0.001$, $c = 0.0015 \pm 0.001$, $V_0 = 0.04 \pm 0.01$	66
3.43	Paramètres de la loi de frottement pour les différents types de chaussée. Sur chaque échantillon de chaussée trois séries d'essais ont été réalisées.	66
3.44	Évolution du coefficient de frottement en fonction du taux de glissement pour un contact élastomère/BBSG 0/10, pour $F_n = 10 N$, et pour 7 vitesses d'entraînement différentes	67
3.45	Évolution du coefficient de frottement pour $s = 2$ en fonction de la vitesse d'entraînement, pour un contact élastomère/BBSG 0/10, pour $F_n = 10 N$	68
3.46	Évolution de la température en sortie de contact au cours d'une expérience de roulement/glissement pour un contact élastomère/BBSG 0/10, pour deux vitesses d'entraînement différentes, pour $F_n = 10 N$	68
3.47	Évolution du coefficient de frottement en fonction du taux de glissement pour trois types de chaussées différents, $V_e = 25 mm/s$, $F_n = 10 N$	69
3.48	Photographie du sol transparent en époxy réalisé à partir des données de topographie d'une chaussée réelle	70
3.49	Rapport des efforts (F_x/F_n) pour un contact gomme/sol époxy à une vitesse de 1 tour/min	70
3.50	Image typique obtenue lors de la mise en contact de la gomme sur le sol époxy	71
4.1	Schéma du dispositif expérimental utilisé par Rubinstein et al. [76].	73
4.2	Évolution temporelle des variations d'aire de contact en fonction de la position le long de l'interface	74
4.3	Schéma du dispositif expérimental de visualisation du contact PDMS-verre.	76
4.4	Schéma du trajet des rayons lumineux lors d'un contact PDMS/verre selon qu'il y a contact ou non.	76

4.5	Image typique d'un contact verre/PDMS rugueux ($R_a = 10\mu m$) pour une force normale de 3.7 N	78
4.6	Histogramme de l'intensité des images du contact	78
4.7	Exemple typique de segmentation d'image	79
4.8	Schématisation du principe de corrélation sur deux images consécutives	80
4.9	Intercorrélation de deux signaux créneaux décalés	80
4.10	Signaux gaussiens utilisés	82
4.11	Intercorrélation des deux signaux décalés	83
4.12	Fonction de corrélation interpolée des deux signaux	83
4.13	Mesure du contact pneumatique/chaussée par Cesbron [25]	84
4.14	Image du contact PDMS/chaussée (BBTM 0/10) pour une force normale de 3.2 N	85
4.15	Évolution de l'aire de contact en fonction de la charge normale pour le contact PDMS/chaussée (BBTM 0/10)	85
4.16	Représentation de la rugosité selon le modèle de Greenwood-Williamson	85
4.17	Évolution du nombre et de l'aire moyenne de la population des spots de contact en fonction de la charge normale, pour le contact PDMS/chaussée BBTM 0/6	86
4.18	Histogramme de l'aire des spots de contact pour deux forces normales (0.48 N et 5.8 N).	87
4.19	Évolution de l'aire d'un spot de contact en fonction de la force normale.	87
4.20	Comparaison de la participation de deux phénomènes menant à l'augmentation d'aire de contact réelle pour chaque incrément de force normale	88
4.21	Probabilité cumulée de la position dans le contact, selon x et y	89
4.22	Évolution typique de l'aire de contact réelle et de la force tangentielle au cours de la mise en glissement	89
4.23	Évolution du pic de frottement en fonction de l'aire réelle de contact pour un contact PDMS rugueux/verre, vitesse de mise en glissement $v = 1mm/s$	89
4.24	Les dix zones de l'interface utilisées pour les calculs du déplacement	90
4.25	Déplacement de l'interface au cours de la mise en glissement à une vitesse de 1 mm/s pour les dix zones de tailles égales de la figure 4.24	91
4.26	Instant de glissement pour chacune des zones en fonction de la position de la zone, pour un contact/élastomère verre chargé à une vitesse de 1 mm/s.	91
4.27	Déplacement maximum en fonction de la position de la zone pour une mise en glissement d'un contact verre/PDMS à une vitesse de mise en glissement de 1 mm/s, pour une force normale de 6.2 N.	92
4.28	Aire réelle de contact à l'instant du glissement dans une zone en fonction de la position x de la zone pour un contact verre/PDMS à une vitesse de mise en glissement de 1 mm/s, pour une force normale de 6.2 N.	92

4.29	Déplacement maximum en fonction de l'instant de glissement pour une vitesse de mise en glissement de 1 mm/s	93
4.30	Schéma de la texturation en créneaux	93
4.31	Description schématique du procédé de photolithographie	93
4.32	Image du contact initial pour le substrat texturé avec une longueur d'onde de 2 mm	94
4.33	Image du contact initial pour le substrat texturé avec une longueur d'onde de 4 mm	95
4.34	Image du contact initial pour le substrat texturé avec une longueur d'onde de 6 mm	95
4.35	Image du contact initial pour le substrat texturé avec une longueur d'onde de 8 mm	95
4.36	Image du contact initial pour le substrat texturé avec une longueur d'onde de 10 mm	96
4.37	Nombre de micro-contacts en fonction de la position en x pour le substrat texturé avec une longueur d'onde de 6 mm, pour une force normale de 6.3 N	96
4.38	Évolution de la force tangentielle au cours du cisaillement et de la mise en glissement pour différents substrats avec des texturations similaires, mais de différentes longueurs d'onde	96
4.39	Instant de mise en glissement en fonction de la position de la bande pour trois substrats différents, $\lambda = 6$ mm, $\lambda = 8$ mm, $\lambda = 10$ mm, mis en glissement à une vitesse de 1 mm/s, pour une force normale de 6.3 N	97
4.40	Schéma du dispositif expérimental utilisé pour visualiser le contact élastomère/verre en roulement/glissement sur le banc LUG	97
4.41	Image typique d'une partie d'un contact cylindre/plan en roulement/glissement . .	98
4.42	Déplacement d'un spot de contact et du disque au cours du roulement pour un taux de glissement de $s = 0.1$	99
4.43	Déplacement relatif entre le disque et un spot de contact pour un taux de glissement de $s = 0.1$, à partir des données de la figure 4.42	99
4.44	Déplacement d'un spot de contact et du disque au cours du roulement pour $s = 1$, $F_n = 10$ N	99
5.1	Paramètres de la loi de frottement locale identifiés sur une courbe expérimentale de mise en glissement, gomme Michelin, sol BBSG 0/6	102
5.2	Dissipation visqueuse dans la gomme en fonction de la fréquence de sollicitation . .	102
5.3	Déplacement d'un microcontact lors de la mise en glissement à une vitesse de 0.2 mm/s. Interface PDMS rugueux/verre lisse.	104
5.4	Schéma de la zone de mesure de l'intensité lumineuse pour déterminer l'aire réelle de contact	105
5.5	Évolution du rapport d'intensité lumineuse $I(x)/I_0(x)$ le long de la largeur du contact	105
5.6	Champ de pression dans le contact pour plusieurs vitesses de roulement (figure extraite de Bui [18]).	106

5.7 Évolution de la proportion du contact collé en fonction du taux de glissement dans le modèle MCM. $\mu_s = 1.5$, $\mu_d = 1$, $D_c = 6.7 \cdot 10^{-4}m$ 106

5.8 Évolution du coefficient de frottement en fonction du taux de glissement pour le modèle de Carter (noir), le MCM (rouge), le MCMA (bleu) et pour les expériences (triangles) à différentes vitesses d'entraînement 109

5.9 Courbes de roulement glissement pour différentes vitesses d'entraînement 109

5.10 Évolution du coefficient de frottement en fonction du taux de glissement pour les modèles MCM, MCMA et les expériences 110

Chapitre 1

Introduction

1.1 Motivations industrielles

C'est en 1889 que les premiers pneumatiques sont brevetés par John Boyd Dunlop. En équipant les roues de vélo d'une bande de caoutchouc gonflé à l'air, il améliore grandement le confort et l'adhérence sur route des vélos de l'époque. Cette idée sera reprise et améliorée par Édouard Michelin qui modifie le système en intégrant une chambre à air ce qui rend le pneumatique réparable facilement en cas de crevaison. En 1895 Michelin développe la première voiture montée sur pneumatiques. Depuis beaucoup de progrès ont été réalisés dans le domaine des pneumatiques.

De nos jours, pour des raisons de sécurité et de consommation énergétique, l'adhérence des pneumatiques à la chaussée est devenue un enjeu majeur dans la conception de ceux-ci. En effet, la qualité du contact et de la transmission des efforts entre le pneu et la chaussée a un impact important sur la consommation du véhicule. Comme le montrent Holmberg et al. [43], un tiers de la consommation d'énergie d'un véhicule est perdu du fait des mécanismes de frottement, que cela soit des frottements internes dans le moteur, dans les systèmes de transmissions ou du frottement du pneumatique sur la route. Et parmi ces différents types de pertes d'énergie, le contact pneumatique/chaussée contribue entre 12 et 45 %. Cela fait de la compréhension et la maîtrise de ce contact un enjeu majeur dans la réduction de la consommation des véhicules.

Pour Michelin, le contact pneumatique/chaussée est aussi un enjeu majeur de sécurité et de performance. Il permet la transmission des efforts entre le véhicule et la route, c'est pourquoi il est important de maximiser le frottement entre le pneumatique et la chaussée qui intervient lors de la mise en glissement du pneumatique. En effet, en diminuant le glissement relatif entre la roue et la chaussée, on améliore le contrôle du véhicule. Il est aussi important de diminuer le frottement qui existe en roulement pur pour diminuer les pertes d'énergie.

Pour tester de nouvelles formulations d'élastomères, plusieurs types d'essais sont menés. Les étapes de la conception d'un nouveau pneumatique sont représentées figure 1.1

Dans un premier temps plusieurs formulations chimiques, pour l'élastomère qui va constituer le pneu, sont proposées. Ensuite, les propriétés mécaniques des élastomères, comme le module de Young et la viscosité, sont caractérisées, puis leurs propriétés en frottement. À chaque étape de



FIGURE 1.1 – Les différentes étapes de la conception d'un pneumatique

la conception, différentes méthodes expérimentales sont utilisées pour mesurer les performances du pneumatique selon différents critères : l'usure, l'adhérence, le niveau de bruit par exemple. Au fur et à mesure de la conception, les expériences seront plus représentatives de ce qui se passe réellement lors du roulement du pneu, jusqu'à tester le pneumatique sur un véhicule. Ces dernières expériences vont permettre de mesurer les performances du pneumatique comme la distance de freinage sur sol sec ou mouillé, l'usure, le temps au tour sur un circuit déterminé. Au cours des expériences de freinage, un pneumatique est tracté sur une remorque instrumentée. Après avoir atteint la vitesse de consigne, par exemple 90km/h, le pneumatique est progressivement freiné. La mesure des efforts au cours du freinage nous donne une courbe comme montrée figure 1.2.

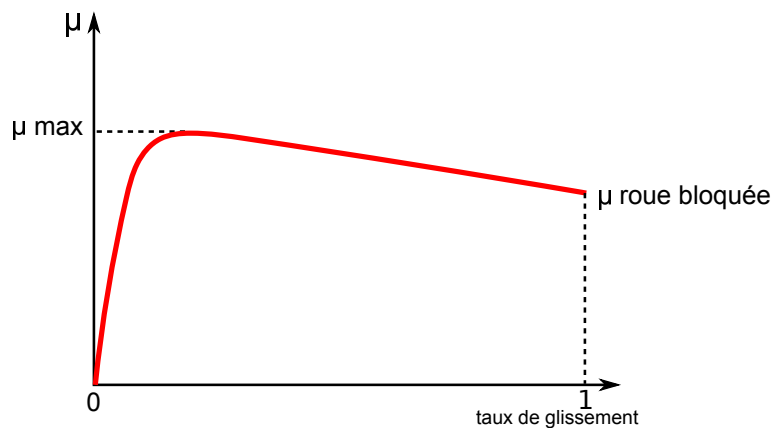


FIGURE 1.2 – Évolution du coefficient de frottement en fonction du taux de glissement lors du freinage d'un pneu

Cette courbe montre l'évolution du rapport des efforts tangentiels et normaux en fonction du taux de glissement, défini comme le rapport entre la différence de vitesse entre le pneu et la route et la vitesse du véhicule. Cette évolution suit une croissance initiale jusqu'à atteindre un maximum. Ensuite le rapport des efforts diminue jusqu'à ce que la roue soit quasiment bloquée.

Pour ce qui est des performances en adhérence, nous pouvons distinguer les essais selon deux grandes catégories :

1. Les essais de frottement sur un tribomètre
2. Les essais de frottement en roulement/glisement sur pneumatique

On appelle tribomètre tout appareil capable de mesurer les efforts de frottement entre deux solides. La méthode la plus simple utilisée par Michelin pour étudier le frottement correspond aux

tribomètres circulaires. Le tribomètre circulaire consiste à mettre en contact deux solides, dans notre cas un élastomère et un disque représentatif de la chaussée. Ce disque représentatif peut être un échantillon de chaussée complet ou des surfaces plus simples composées de grains collés sur une résine. Le disque est ensuite mis en rotation et les efforts normaux et tangentiels subis par l'échantillon d'élastomère (F_t sur le schéma) sont mesurés. Nous parlons indifféremment de force de frottement ou de force tangentielle pour désigner l'effort qui s'oppose au mouvement de la route. La figure 1.3 schématise ce type d'appareil.

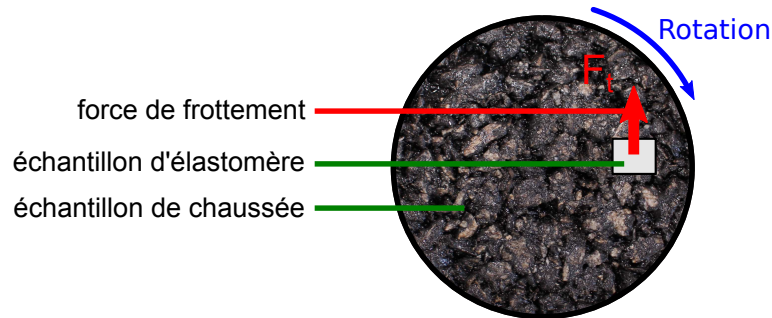


FIGURE 1.3 – Schéma de fonctionnement d'un tribomètre circulaire

Les différentes caractéristiques du contact, l'usure, les efforts de frottement, entre ces deux solides, dans notre cas un élastomère et une chaussée, peuvent être étudiées en fonction de la vitesse de glissement et de la charge normale. Le tribomètre circulaire permet aussi de ne pas être limité en distance de glissement, contrairement à un tribomètre linéaire. Cette méthode est pratique puisqu'elle permet de comparer simplement plusieurs matériaux. Cependant dans cet essai les conditions cinématiques (glissement pur au lieu d'un roulement/glissement), les contraintes subies par le matériau, sont bien différentes de celles mises en jeu pour un pneumatique en contact avec la chaussée. Ces différences peuvent être à l'origine d'erreurs d'appréciation que l'on peut faire sur les performances d'une formulation d'élastomère. C'est pourquoi, en plus des expériences de frottement, d'autres expériences en roulement/glissement avec un pneumatique sont réalisées. Pour ces expériences, la cinématique du contact pneu/chaussée est reproduite, c'est-à-dire que nous avons un cylindre en roulement sur un plan. En modifiant le rapport de vitesse entre la vitesse du plan et celle du cylindre, il est possible de voir l'effet d'un couple de freinage, par exemple lorsque le plan a une vitesse plus élevée que celle du cylindre, ou un couple accélérateur dans le cas inverse, sur les efforts tangentiels subis par le pneumatique. Le fonctionnement de ce type d'essais est schématisé figure 1.4.

Pour ce type d'essais, les efforts tangentiels issus du contact entre un pneumatique et une chaussée sont mesurés en fonction de la force normale appliquée et de la vitesse relative entre la chaussée et le pneu. Cette méthode peut être utilisée sur un pneu réel. Cependant, lors de l'expérience de roulement/glissement la complexification de la cinématique fait que la mesure des efforts tangentiels intègre à la fois des efforts de cisaillement et des efforts de glissement, il est

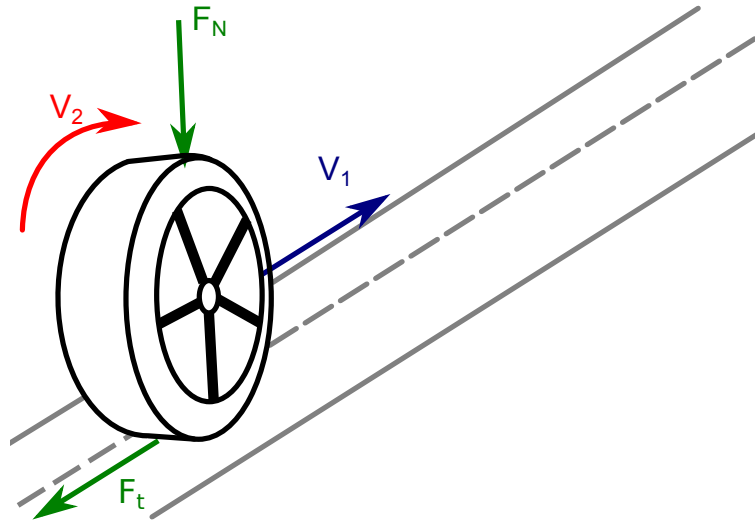


FIGURE 1.4 – Schéma d'un essai de roulement/glisement. Le principe est de mesurer les efforts tangentiels F_t et normaux F_n en fonction du différentiel de vitesse entre la vitesse de rotation V_2 et la vitesse de translation V_1 du pneu

donc complexe de relier quantitativement les résultats en glissement et les résultats en roulement/glisement. De plus, lors du passage de ces essais vont interagir l'ensemble des composants du pneumatiques, la chambre à aire, la nappe métallique et non plus seulement le matériaux composant la bande de roulement.

L'un des effets du frottement pneumatique/chaussée encore mal compris est la transition entre l'adhérence et le glissement dans le contact. Préalablement à la thèse, de nombreux essais ont été réalisés sur un tribomètre circulaire chez Michelin. Ces essais ont mis en évidence la présence d'un pic de frottement lors de la mise en glissement des élastomères. Il a été montré que la présence du pic est responsable d'au moins 20 % de la dissipation d'énergie lors du glissement, ce qui fait du pic de frottement une caractéristique importante du contact pneumatique/chaussée. De plus Michelin a aussi remarqué un pic de frottement lors des essais de freinage. La figure 1.5 schématise les résultats que l'on obtient lors des deux types d'essais.

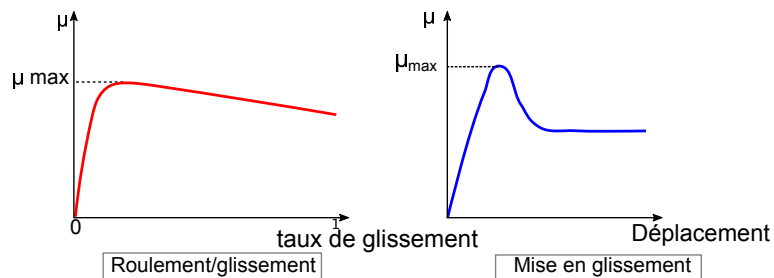


FIGURE 1.5 – Schéma de l'évolution du coefficient de frottement selon deux types d'expériences, le roulement/glisement, courbe de gauche, et l'essai de mise en glissement, courbe de droite

Nous pouvons donc nous demander quel lien il existe entre ces deux expériences. Est-il possible, à partir d'une expérience de mise en glissement d'en déduire le comportement en freinage? Établir

un tel lien permettrait de grandes économies lors de la conception de nouveaux élastomères. En effet une meilleure compréhension des mécanismes de frottement lors du roulement à partir des résultats en glissement permettrait de mettre en évidence les meilleurs matériaux seulement à partir des tests en glissement, sans devoir concevoir un prototype de pneu avec le nouvel élastomère. De plus, de nos jours la majorité des véhicules possède un système d'ABS qui limite le taux de glissement des roues lors du freinage. Une meilleure compréhension du pic de frottement observé lors des essais de roulement/glissement permettrait d'optimiser la conception des pneus pour que ce pic soit maximum et donc lorsque l'ABS s'active le frottement du pneumatique soit le plus élevé.

1.2 Motivations scientifiques

Le frottement correspond à la force de résistance au mouvement entre deux solides en contact. Les lois qui régissent cette interaction c'est-à-dire qui permettent de la calculer à partir des paramètres du contact (force normale, vitesse de glissement, caractéristiques des deux solides, etc.) sont étudiées depuis plusieurs siècles. Les lois les plus connues sont sans doute les lois d'Amontons et Coulomb [28] établies dans le courant du 17e siècle. Soient deux solides en contact. La force normale imposée est notée F_n , la force tangentielle appliquée sur un côté d'un solide est notée F_t (voir figure 1.6).

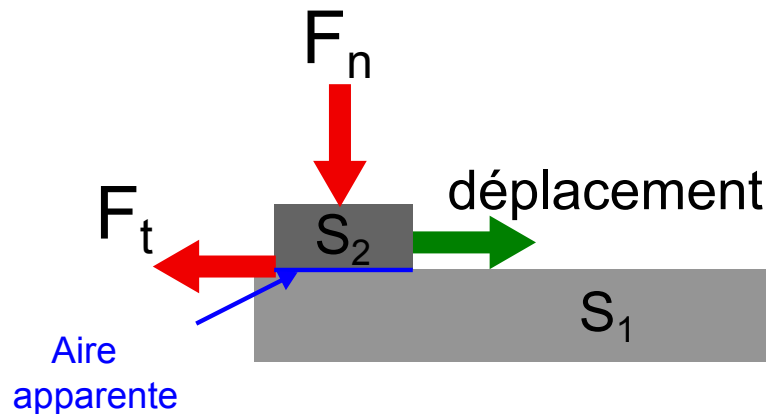


FIGURE 1.6 – Schéma du frottement entre deux solides S_1 et S_2 . La force normale imposée vaut F_N et la force tangentielle F_t

L'approche la plus simple du frottement est ce que l'on a appelé bien plus tard les lois d'Amontons-Coulomb. Elles sont les suivantes :

1. Lorsqu'il y a glissement F_t est proportionnelle à F_n on peut écrire $F_t = \mu F_n$
2. μ ne dépend pas de la surface de contact apparente
3. μ ne dépend pas de la vitesse de glissement

μ est appelé le coefficient de frottement, car il est défini comme la pente de la dépendance linéaire de F_t avec F_n . Les tribomètres utilisés par Coulomb (voir un exemple figure 1.7) sont proches des machines de mesure du frottement dessinées par Leonard de Vinci (voir figure 1.8).

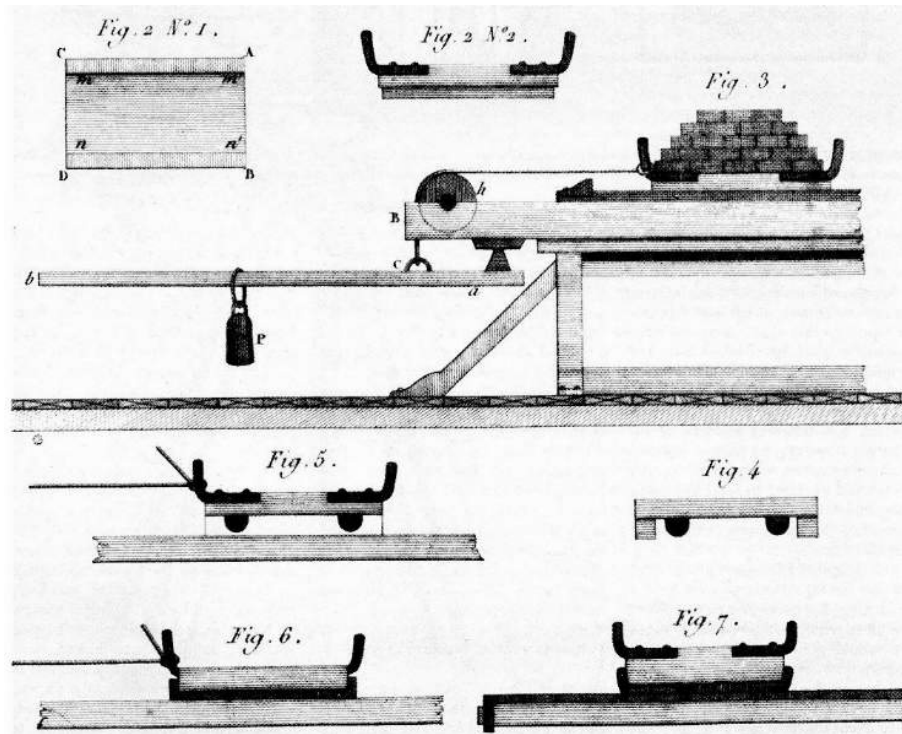


FIGURE 1.7 – Tribomètre utilisé par Coulomb pour étudier les lois du frottement dans [28]

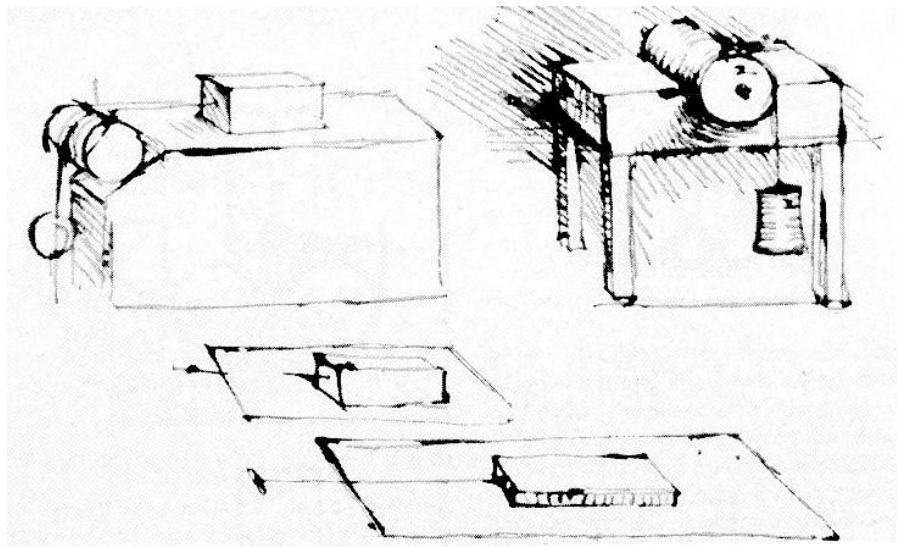


FIGURE 1.8 – Croquis dessinés par Léonard de Vinci de mécanismes pour mesurer le frottement [figure extraite du codex Atlanticus]

Jusqu'à alors les effets transitoires du frottement étaient très peu étudiés. En effet, s'il est vrai que dans certaines conditions la force de frottement est directement proportionnelle à la charge normale, avant d'atteindre cet état de glissement stationnaire, dans certains cas, un autre coefficient de frottement entre en jeu, le coefficient de frottement dit statique, μ_s , de telle sorte que pour entrer en glissement la force tangentielle doit atteindre $\mu_s F_n$. Ensuite la force tangentielle suit une phase

transitoire jusqu'à atteindre le μF_n .

Le passage de μ_s à μ a été étudié par Rabinowicz [70]. Il a réalisé une expérience pour comprendre le sens physique de cette transition. L'expérience se présente comme suit : Un patin de métal est disposé sur un plan incliné. La pente θ de ce plan est choisie de telle sorte que $F_t > \mu F_n$ mais $F_t < \mu_s F_n$. En choisissant cette valeur de θ : si le patin est au repos alors le repos persiste et si le patin est en mouvement alors le mouvement persiste. Au début de l'expérience le patin est au repos. L'expérience consiste à impacter le patin avec une bille en la faisant rouler sur le plan incliné. La distance à partir de laquelle les balles sont lâchées est notée l_k . Le schéma de l'expérience est représenté figure 1.9.

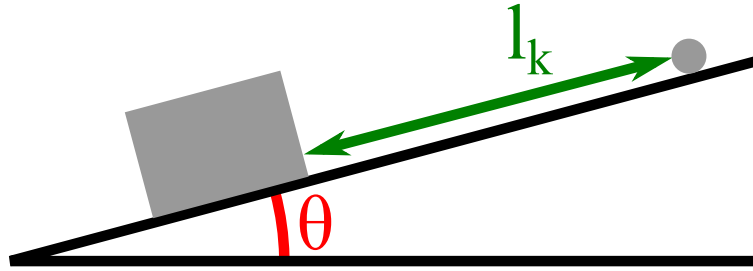


FIGURE 1.9 – Schéma du dispositif expérimental utilisé par Rabinowicz [70] pour étudier la transition entre le coefficient de frottement statique et le coefficient de frottement dynamique

Après l'impact de la bille deux situations peuvent advenir, le patin reste au repos ou le patin entre en glissement. Le but de l'expérience est de trouver la distance l_k minimum de telle sorte que le patin se mette en mouvement. Il existe une relation entre la distance l_k mesurée et la distance sur laquelle le patin a glissé. Nous simplifions ici les calculs de Rabinowicz en considérant que l'ensemble de l'énergie de l'impact de la bille est restituée au patin. Soit m la masse de la bille et M la masse du patin. Au moment de l'impact le carré de la vitesse de la bille vaut :

$$v^2 = \frac{10}{7} g l_k \sin \theta \quad (1.1)$$

avec g l'accélération de la pesanteur, le préfacteur $\frac{10}{7}$ correspond à la prise en compte de l'énergie cinétique de rotation de la bille.. Nous notons V la vitesse du patin après le choc et F_t la force de frottement. L'énergie cinétique du patin est dissipée par la force F_t sur une distance glissée D_c . Nous avons donc :

$$\frac{1}{2} M V^2 = F_t D_c \quad (1.2)$$

Lors de l'impact la vitesse de la bille passe de v à $-v$ et celle du patin passe de 0 à V . Par conservation de la quantité de mouvement nous avons :

$$M V = 2 m v \quad (1.3)$$

En utilisant l'équation 1.3 et l'équation 1.1 nous en déduisons :

$$\frac{1}{2}MV^2 = \frac{20}{7} \frac{m^2}{M} gl_k \sin \theta \quad (1.4)$$

En utilisant l'équation 1.2 nous trouvons que la distance de glissement critique vaut :

$$D_c = \frac{20}{7} \frac{m^2}{M^2} \frac{\tan \theta}{\mu_s - \tan \theta} l_k \quad (1.5)$$

En mesurant simplement la distance l_k , il est donc possible de calculer la distance de glissement nécessaire pour passer du coefficient de frottement statique au coefficient de frottement dynamique. L'avantage de l'expérience est qu'elle permet de déduire, de la mesure d'une distance en dizaine de centimètres, des distances de l'ordre du micromètre car le rapport $\frac{m}{M}$ est faible. Cette distance, que l'on nomme la distance de glissement critique, est interprétée par Rabinowicz comme étant la distance à parcourir pour renouveler la population de microcontacts (voir figure 1.10). En effet, la taille moyenne d'un contact sur les surface testées par Rabinowicz est de l'ordre du micromètre, ainsi lorsque la surface a glissé sur une distance de l'ordre de la taille des microcontacts ceux-ci disparaissent et de nouveaux contact apparaissent. Cette distance est donc liée à la topographie des deux surfaces en contact.

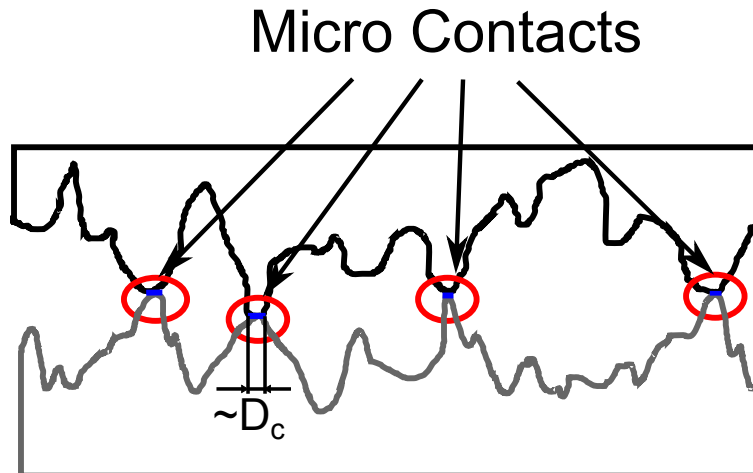


FIGURE 1.10 – Schéma des microcontacts dans un contact rugueux/rugueux

Lors de la mise en contact le contact est de la forme présentée figure 1.10.

Il a été observé empiriquement, dans un premier temps par Coulomb [28] et redécouvert plus récemment par Dieterich [32], que les coefficients de frottement statique et dynamique étaient variables en fonction du temps de contact avant glissement et de la vitesse de glissement. Plusieurs types d'expériences ont été réalisées pour mettre en évidence ces effets. Des expériences de stop-and-go ont mis en évidence la dépendance du frottement statique à l'âge du contact. L'expérience consiste à mettre en glissement le contact après un certain temps contrôlé. L'augmentation de ce temps de contact a mis en évidence l'effet du vieillissement du contact sur le frottement statique (voir figure 1.11 extraite de Dieterich [32]).

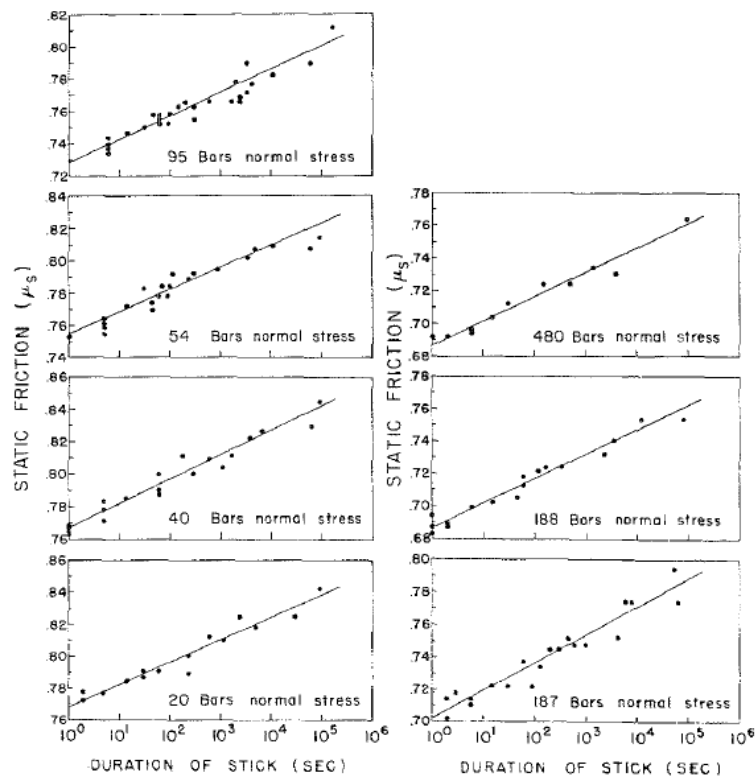


FIGURE 1.11 – Évolution du coefficient de frottement statique (μ_s) en fonction du temps de contact pour plusieurs pressions normales. Figure extraite de [32]

Dans ces expériences, Dieterich a mesuré le coefficient de frottement statique en fonction de l'âge du contact pour différentes charges normales. L'auteur montre que le coefficient de frottement statique évolue logarithmiquement avec l'âge du contact.

Afin de montrer l'influence de la vitesse de glissement sur le coefficient de frottement dynamique, des expériences de saut de vitesse ont aussi été réalisées par Dieterich. Au cours de ces expériences, un contact en frottement stationnaire à une vitesse V_1 passe brutalement à une vitesse V_2 (voir figure 1.12).

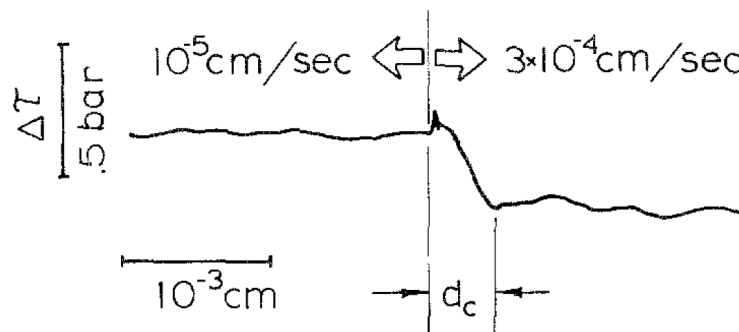


FIGURE 1.12 – Évolution de la contrainte de frottement lors d'un changement brusque de vitesse de glissement. À gauche de la courbe, la vitesse de glissement est plus faible (10^{-5} cm/s) et à droite de la courbe celle-ci est plus élevée ($3 * 10^{-4} \text{ cm/s}$) (figure extraite de [32]).

On observe une diminution de la force de frottement lorsque la vitesse augmente.

Dans la plupart des systèmes les résultats sont identiques à ceux présentés par Dieterich (voir figure 1.13), c'est-à-dire, une diminution du coefficient de frottement avec la vitesse de glissement

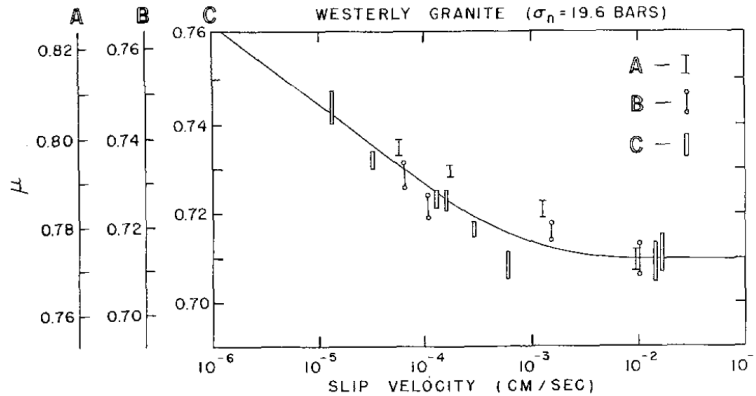


FIGURE 1.13 – Évolution du coefficient de frottement dynamique en fonction de la vitesse de glissement pour trois différents matériaux A,B,C (figure extraite de [32])

Afin de prendre en compte ces observations, une amélioration des lois d'Amontons-Coulomb a été réalisée par Rice et Ruina [71]. Cette amélioration, appelée la loi de "rate and state", prend en compte de façon phénoménologique à la fois la décroissance logarithmique du coefficient de frottement dynamique avec la vitesse de glissement ("rate"), et l'augmentation logarithmique du coefficient de frottement statique avec le vieillissement du contact ("state"). La formule prend en compte une variable de vitesse de glissement et une variable d'état ("state") qui correspond à l'état du contact souvent défini comme l'âge du contact.

Dans toutes ces expériences les matériaux utilisés étaient des matériaux élasto-plastiques (roches pour Dieterich, métaux pour Rabinowicz). Cependant les élastomères possèdent une composante visqueuse non négligeable qui peut influencer le comportement en frottement (voir [40], [51], [26] par exemple). En particulier, Grosh [40] a étudié l'influence du comportement visqueux sur les propriétés de frottement des élastomères. Il a montré que l'évolution du coefficient de frottement en fonction de la vitesse de glissement pouvait être interprétée pour ces matériaux comme l'effet de la viscosité sur la force de frottement. Grosch a réalisé des expériences de frottement à différentes vitesses de glissement et à différentes températures. Il montre que l'augmentation de température a le même effet sur le coefficient de frottement que la diminution de la vitesse de glissement. Il retrouve l'équivalence temps-température démontrée par Williams et al. [89] pour les élastomères dans le cas du module de perte et du module de conservation. Ainsi, en réalisant des expériences à différentes vitesses de glissement et différentes températures, il est possible de reconstruire une forme de courbe maîtresse du coefficient de frottement comme représenté figure 1.14.

Grosch montre que cette évolution du coefficient de frottement est directement liée à la dissipation visqueuse dans le matériau. Il existe donc une vitesse de glissement v_c critique pour laquelle

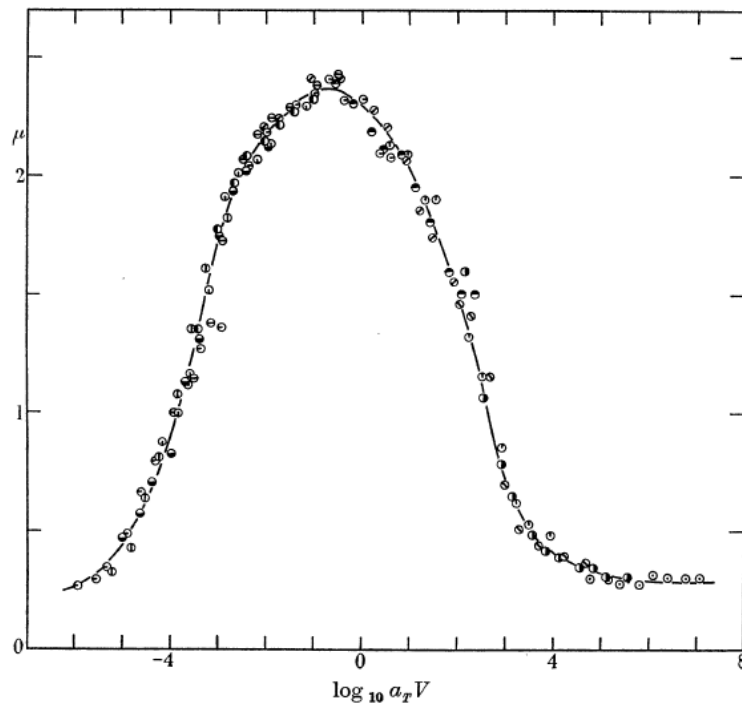


FIGURE 1.14 – Évolution du coefficient de frottement dynamique (μ) en fonction de la vitesse de glissement, figure réalisée grâce à l'équivalence vitesse de glissement/température (figure extraite de [40])

le coefficient de frottement dynamique est maximum. Cette vitesse de glissement est liée à la fréquence pour laquelle la dissipation visqueuse est maximum dans le matériau. En reliant ces deux grandeurs, Grosh en déduit une longueur caractéristique qu'il interprète comme la taille des aspérités de la surface. Cette taille peut être moléculaire dans le cas des surfaces lisse comme le verre ou micrométrique dans le cas des surfaces rugueuses comme du papier de verre.

Par la suite Persson [66], [65], va généraliser cette analyse en intégrant un continuum d'échelles dans la surface rugueuse. L'auteur assimile les surfaces rugueuses telles que la chaussée par exemple à des surfaces fractales auto affines. Cette hypothèse lui permet de prendre en compte dans la dissipation visqueuse l'influence de l'ensemble des rugosités, de celles ayant la plus grande taille comme le grain composant la chaussée, aux plus petites comme les microrugosités des grains eux-mêmes. Ainsi, le modèle prend en compte la dissipation visqueuse due à chaque longueur d'onde de la rugosité.

Enfin de nombreuses équipes ont étudié la transition adhérence/glissement dans des contacts afin de comprendre les origines physiques du pic de frottement statique (par exemple [87], [85],[82], [78], [76], [54], [55]). En particulier, en étudiant in situ le contact grâce à des caméras, il a été possible de mieux comprendre les phénomènes lors de la transition d'un contact collé à un contact glissant. Ces différentes expériences récentes seront analysées dans le chapitre 4.

Au cours des siècles la compréhension des mécanismes de frottement s'est enrichie et de nouvelles questions se sont posées. Nous avons pu voir que les coefficients de frottement ne sont pas des

paramètres constants et que les mécanismes de frottement étaient différents selon les matériaux étudiés. Cependant, le lien entre la loi de frottement locale d'un couple de matériaux et les efforts tangentiels globaux lorsque ce couple de matériaux est en contact dans une cinématique différente du simple contact plan/plan est encore mal compris.

1.3 Système étudié

Le système à étudier est composé de deux entités : la chaussée et le pneumatique. La chaussée, possède une topographie multi-échelle avec des échelles de taille variant sur plusieurs ordres de grandeur. Cette topographie peut être considérée comme fractale ce qui rend compliquée l'étude de l'influence de chaque longueur d'onde sur le frottement. De plus, le pneumatique est un matériau composite. En effet, lors de la fabrication du pneumatique plusieurs matériaux entrent en jeu, comme le montre la vision éclatée du pneumatique figure 1.15, les renforts, l'élastomère de la bande de roulement, etc.

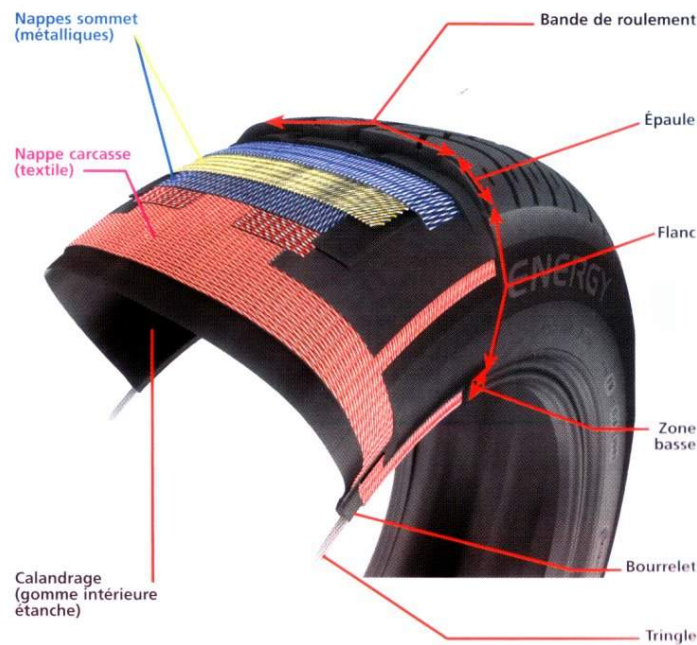


FIGURE 1.15 – Vue éclatée des différents composants d'un pneumatique

Le principal matériau en contact avec la chaussée est un élastomère, ce qui induit des problématiques spécifiques. En effet, son caractère viscoélastique suggère que le comportement va être dépendant de la vitesse de sollicitation et aussi de la température. De plus, les mécanismes de frottement dans le cas des élastomères sont différents de ceux des matériaux élastiques. Il apparaît qu'il est nécessaire de simplifier le système pour être en mesure d'interpréter les observations même si nous nous éloignons du problème initial.

Pour réussir à faire le lien entre les expériences de mise en glissement et celles en roulement/glisement nous avons choisi d'étudier le système pneumatique/chaussée selon les deux cinématiques, la mise en glissement et le roulement/glisement. Nous avons choisi de simplifier le pneumatique en faisant l'hypothèse que les effets de l'élastomère de la bande de roulement étaient prédominants lors du contact. Nous simplifions donc le contact pneumatique/chaussée en un contact élastomère/chaussée. Nous avons choisi de garder un élastomère de pneumatiques qui représente un pain de gomme de la bande de roulement et une reproduction de la chaussée pour que le système testé reste représentatif d'un réel contact pneu/chaussée tout en étant assez simple pour que nous puissions faire des interprétations physiques sur les différents phénomènes observés.

Pour répondre aux différentes questions à la fois scientifiques et industrielles qui se posent et que nous avons évoquées aux sections 1.1 et 1.2, respectivement, nous avons opté pour une méthode expérimentale et analytique. Dans le chapitre 2, nous présenterons différents modèles analytiques qui permettent de calculer la réponse en frottement lors du roulement/glisement. En effet l'utilisation de modèles analytiques simples permet de comprendre comment fonctionne le système ainsi que l'influence de chaque paramètre sur le résultat final. Dans notre cas, il s'agira principalement de l'influence des différents paramètres de la loi de frottement et des caractéristiques mécaniques de l'élastomère sur la réponse en roulement/glisement. Nous présentons ensuite dans le chapitre 3 les expériences menées à la fois en roulement/glisement et en mise en glissement sur un tribomètre circulaire. Afin de tester les hypothèses faites dans les modèles analytiques, nous avons décidé d'effectuer des expériences de visualisation du contact in situ (chapitre 4). Ces expériences permettent d'avoir plus d'informations sur la nature du contact et sur son évolution au cours de la mise en glissement. Pour finir, au chapitre 5, l'ensemble de ces résultats est mis en relation et discuté afin d'établir le lien entre les propriétés en frottement, les caractéristiques mécaniques et dynamiques du matériau et la réponse en roulement/glisement.

Chapitre 2

Modélisation du contact pneu/chaussée

2.1 Introduction

L'objectif de cette partie est de présenter les modèles existants qui permettent de calculer les efforts lors du roulement d'un pneumatique sur une route. Lors de ce roulement, des efforts de frottement sont générés au sein du contact entre le pneumatique et la route qui vont dépendre du rapport entre la vitesse de la chaussée et la vitesse de rotation du pneu. Le but des modèles que nous présentons est de calculer ces efforts de frottement. Le pneumatique de rayon R possède une vitesse de rotation Ω et une vitesse de translation V_p . À partir de ces conditions, trois états sont possibles :

1. $\Omega \cdot R - V_p = 0$: roulement pur, il n'y a pas de glissement
2. $\Omega \cdot R - V_p < 0$: dans ce cas la vitesse de translation est plus élevée que celle de rotation, c'est le cas par exemple lors des phases de freinage d'un véhicule
3. $\Omega \cdot R - V_p > 0$: dans ce cas la vitesse de rotation est plus élevée que celle de rotation, c'est le cas par exemple lors des phases d'accélération d'un véhicule

Nous définissons le taux de glissement comme :

$$s = \frac{\Omega \cdot R - V_p}{V_p} \quad (2.1)$$

Ainsi pour modéliser l'adhérence du pneu il faut calculer les efforts transmis dans le pneu en fonction du taux de glissement s . Depuis les années 1970, beaucoup de modèles de ce type ont été développés. La formule de Pacejka [63] est beaucoup utilisée pour calculer le coefficient de frottement en fonction du taux de glissement. Pacejka propose à partir d'une étude empirique, que la force tangentielle dans un contact pneu/chaussée en fonction du taux de glissement s'écrive :

$$F(s) = c_1 \sin(c_2 \arctan(c_3 s - c_4 (c_3 s - \arctan(c_3 s)))) \quad (2.2)$$

Bakker et al. [4] montrent que des expériences permettent d'identifier les différents paramètres de la formule. Le fait que la formule de Pacejka ne soit pas issue d'une analyse physique rend

complexe l'interprétation des différents paramètres que l'on identifie. Burckhardt [19] propose une autre formule basée sur une étude empirique aussi. La différence avec Pacejka est qu'il prend en compte la vitesse de rotation du pneumatique.

$$F(s, v) = (c_1(1 - e^{-2c_2s}) - c_3s)e^{c_4s\Omega R} \quad (2.3)$$

L'effet de la dissipation visqueuse a aussi été étudié dans le cas du roulement glissement [56],[16] [29]. Dans [56] les auteurs ont développé un modèle basé sur des éléments cisailés lors du passage dans le contact. Ces éléments ont un comportement mécanique viscoélastique. Le modèle est schématisé figure 2.1

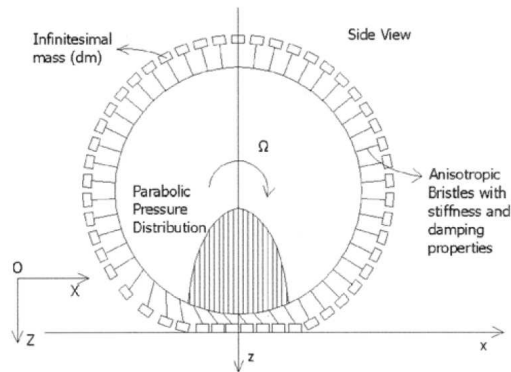


FIGURE 2.1 – Schéma du modèle viscoélastique de [56]

Le résultat du modèle est présenté Figure 2.2

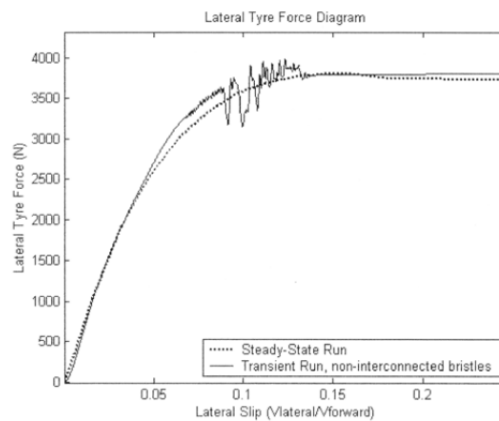


FIGURE 2.2 – Résultat des efforts lors d'un glissement latéral dans le modèle [56]

Le glissement latéral dans le modèle est défini comme le rapport entre la vitesse latérale et la vitesse rectiligne. Ce modèle a l'avantage de calculer les efforts non seulement dans le cas d'un régime stationnaire, mais aussi d'un régime transitoire.

De Witt et al. [29] dans leur article présentent un modèle dynamique pour calculer les efforts du roulement. Ce modèle est basé sur un modèle de friction de contact ponctuel. Dans ce modèle,

l'aire de contact est connue avant le calcul des efforts de frottement. La distribution des efforts de frottement dans le contact est ensuite calculée. L'avantage du modèle est qu'il permet de calculer les effets transitoires lors du passage entre un état de freinage et un état d'accélération, il permet aussi de prendre en compte la dépendance des propriétés du pneumatique et de la route en fonction de la vitesse. Les auteurs ont aussi comparé les résultats de leurs modèles avec le modèle de Pacejka (voir figure 2.3)

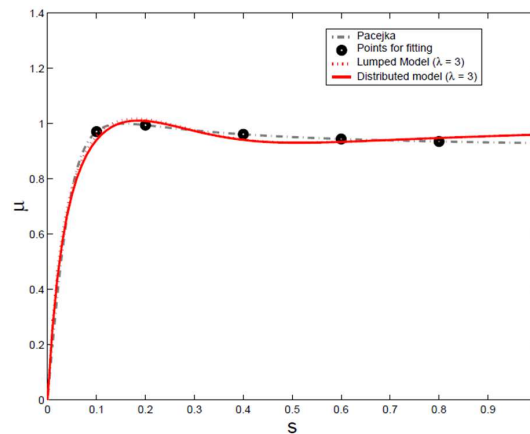


FIGURE 2.3 – Évolution du coefficient de frottement en fonction du taux de glissement pour plusieurs modèles théoriques [29]

Dans ce modèle la loi de frottement est compliquée et il est difficile de faire le lien entre cette loi et les valeurs classiques du frottement c'est pourquoi nous avons choisi un autre modèle plus simple développé auparavant. Carter [23] a calculé les efforts induits par le roulement d'un cylindre élastique sur un massif semi-infini. Dans ce chapitre nous présenterons deux modèles qui, à partir du comportement en frottement du couple élastomère/sol, calculent les efforts tangentiels subis par le cylindre lorsqu'il est en roulement sur une surface lisse rigide. Nous présentons d'abord le modèle de Carter et ensuite une amélioration de ce modèle que nous avons réalisée en prenant en compte une loi de frottement plus réaliste. Enfin nous présentons un autre modèle que nous avons développé dans lequel nous supposons que les efforts tangentiels dans le contact sont liés au cisaillement d'une couche mince d'élastomère. Les différents modèles présentés sont basés sur le schéma figure 2.4.

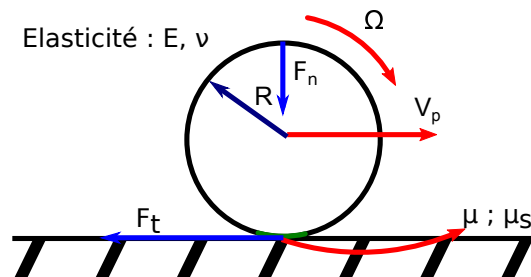


FIGURE 2.4 – Schéma des modèles présentés

La roue est assimilée à un cylindre de rayon R et de longueur e , en contact avec une surface plane. Le cylindre est élastique avec un module de Young E et un coefficient de Poisson ν . Le cylindre est soumis à une force normale linéique totale F_n . La force tangentielle de frottement est notée F_t . Les coefficients de frottement locaux statique et dynamique sont notés μ_s et μ_d . Nous pouvons représenter le principe de fonctionnement des modèles selon le schéma figure 2.5.

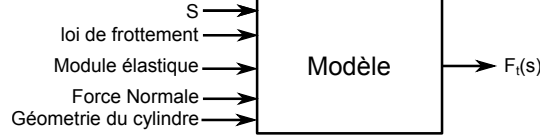


FIGURE 2.5 – Schéma entrées/sorties des modèles de roulement/glisement

Les entrées des modèles sont la loi de frottement, les caractéristiques du matériau du cylindre, dans notre cas E et ν , la géométrie du cylindre (R), la force normale totale appliquée sur le cylindre, le taux de glissement. Le modèle donne en sortie la force tangentielle totale.

2.2 Modèle de Carter

2.2.1 Prérequis mécanique

Considérons un massif semi-infini élastique linéaire homogène, isotrope, de module de Young E et de coefficient de Poisson ν et un plan. Sur cet espace nous appliquons une force ponctuelle au point $(0,0,0)$. Le schéma est représenté figure 2.6

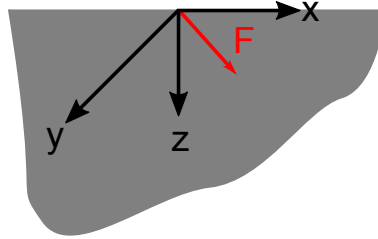


FIGURE 2.6 – Schéma d'une force ponctuelle appliquée sur un massif semi-infini

Dans le cadre de l'hypothèse des petites déformations le tenseur de Green donné par Landau [52], donne le déplacement d'un point situé en surface, c'est-à-dire pour $z = 0$, lorsqu'une force statique $F = F_x \vec{x} + F_y \vec{y} + F_z \vec{z}$ est appliquée en $(0,0,0)$.

$$u_x = \frac{1 + \nu}{2\pi E} \cdot \frac{1}{r} \left(-\frac{1 - 2\nu x}{r} F_z + 2(1 - \nu) F_x + \frac{2\nu x}{r^2} (x F_x + y F_y) \right) \quad (2.4)$$

$$u_y = \frac{1 + \nu}{2\pi E} \cdot \frac{1}{r} \left(-\frac{1 - 2\nu y}{r} F_z + 2(1 - \nu) F_y + \frac{2\nu x}{r^2} (x F_x + y F_y) \right) \quad (2.5)$$

$$u_z = \frac{1 + \nu}{2\pi E} \cdot \frac{1}{r} \left(2(1 - \nu) F_z + (1 - 2\nu) \frac{1}{r} (x F_x + y F_y) \right) \quad (2.6)$$

avec $r = \sqrt{(x^2 + y^2)}$

À partir, de ces équations calculons le déplacement dans différents cas particuliers. Dans le cas où $F_x = F_y = 0$ et $F_z \neq 0$, alors :

$$u_x = -\frac{(1 + \nu)(1 - 2\nu)}{2\pi E r^2} x F_z \quad (2.7)$$

$$u_y = -\frac{(1 + \nu)(1 - 2\nu)}{2\pi E r^2} y F_z \quad (2.8)$$

$$u_z = \frac{1 - \nu^2}{\pi E} \frac{F_z}{r} \quad (2.9)$$

Supposons que la force F_z soit due à une pression répartie, notée $p(x', y')$, par exemple le poids propre d'un solide, nous en déduisons alors le déplacement en chaque point (x, y) :

$$u_z = \frac{1 - \nu^2}{\pi E} \int_{-\infty}^{-\infty} \int_{-\infty}^{-\infty} \frac{p(x', y')}{\sqrt{(x - x')^2 + (y - y')^2}} dx' dy' \quad (2.10)$$

Cette formule du déplacement vertical d'un massif semi-infini soumis à une pression répartie est appelée la formule de Boussinesq.

Passons maintenant à un autre cas particulier celui où la surface est incompressible c'est-à-dire $\nu = 0,5$, c'est le cas dans notre étude, car les élastomères sont souvent considérés comme incompressibles.

Dans le cas où $F_x = F_y = 0$ et $F_z \neq 0$ alors :

$$u_z = \frac{3}{4\pi E} \frac{F_z}{r} \quad (2.11)$$

$$u_x = 0 \quad (2.12)$$

$$u_y = 0 \quad (2.13)$$

Nous remarquons que dans ce cas particulier de l'incompressibilité, les efforts normaux n'induisent aucun déplacement dans le sens transverse (x, y) .

Si maintenant $F_z = F_y = 0$ et $F_x \neq 0$ alors :

$$u_x = \frac{3}{4\pi E} \frac{F_x}{r} \quad (2.14)$$

$$u_y = \frac{3}{4\pi E r^3} xy F_x \quad (2.15)$$

$$u_z = 0 \quad (2.16)$$

De la même manière que précédemment, dans le cas d'un matériau incompressible, les efforts tangentiels n'engendrent aucun déplacement selon z . Nous retiendrons que lorsque $\nu = 0.5$ il y a découplage entre le problème normal et le problème tangentiel.

Le contact de Hertz

À partir de la formule Boussinesq, Hertz a résolu le problème du contact entre deux cylindres. Les hypothèses du contact de Hertz sont les suivantes :

- les matériaux sont linéaires élastiques, homogènes, isotropes
- il n'a pas de frottement ni d'adhésion dans le contact
- le rayon du cylindre est grand devant la taille du contact

En modifiant le rayon d'un des cylindres pour le faire tendre vers $+\infty$ nous en déduisons le résultat pour un contact entre un cylindre de rayon R de module de Young E et de coefficient de Poisson ν . Dans ce cas la pression de contact vaut :

$$p(x, y) = p_0 \sqrt{1 - \frac{x^2}{a^2}} \quad (2.17)$$

avec x la distance au centre du contact, et :

$$p_0 = \sqrt{\frac{F_n E^*}{\pi R}} \quad (2.18)$$

avec $E^* = \frac{E}{1-\nu^2}$ le module réduit, et F_n la force linéique de contact.

La demi-largeur du contact vaut :

$$a = \sqrt{\frac{4F_n R}{\pi E^*}}. \quad (2.19)$$

Cas d'un chargement tangentiel elliptique

Supposons maintenant que le massif semi-infini soit soumis à une contrainte tangentielle dans la direction x de la forme :

$$\tau(x, y) = \tau_0 \sqrt{1 - \frac{x^2}{a^2}} \quad (2.20)$$

Alors le déplacement dans la direction x vaut :

$$u_x = \frac{1+\nu}{\pi E} \iint \left(\frac{1-\nu}{\sqrt{(x-x')^2 + (y-y')^2}} + \frac{\nu x^2}{((x-x')^2 + (y-y')^2)^{3/2}} \right) \tau(x', y') dx' dy'. \quad (2.21)$$

Le calcul de l'intégrale donne la valeur suivante du déplacement dans la zone de contact[67] :

$$u_x(x) = -\tau_0 \frac{x^2}{aE^*} + C \quad (2.22)$$

avec C une constante, pour $x \in [-a, a]$. Nous pouvons en déduire la déformation :

$$\varepsilon_{xx} = \frac{\partial u_x}{\partial x} = -2\tau_0 \frac{x}{aE^*} \quad (2.23)$$

pour $x \in [-a, a]$.

2.2.2 Démonstration du modèle de Carter

Carter a développé un modèle en deux dimensions qui permet de modéliser les efforts tangentiels dans le cas d'un cylindre élastique roulant sur un plan rigide. Le contact est caractérisé par plusieurs conditions :

1. Les efforts normaux répondent à la théorie de Hertz
2. Carter fait l'approximation qu'il y a découplage du problème normal et du problème tangentiel, pas de déplacement normal du aux efforts tangentiels, de même pour les déplacements tangentiels, dans le cas des élastomères cela se vérifie, car $\nu = 0.5$.
3. Présence de deux zones dans le contact : l'une collée et l'autre glissée : à l'entrée du contact les deux surfaces sont collées, car la contrainte tangentielle n'a pas atteint la limite de glissement ($\tau = \mu p$)
4. Déformation constante dans la zone collée : en effet, la déformation ne peut varier dans la zone collée dans ce modèle, car le déplacement dans cette zone est uniforme, car directement lié au déplacement de la chaussée qui est infiniment rigide.
5. Frottement de Coulomb dans la zone glissée, Carter suppose que dans la zone glissée la contrainte tangentielle est directement proportionnelle à la pression ($\tau(x) = \mu \cdot p(x)$), avec μ le coefficient de frottement.

Par la théorie de Hertz, la pression dans le contact s'écrit :

$$p(x) = p_0 \cdot \sqrt{1 - \frac{x^2}{a^2}}$$

avec

$$p_0 = \sqrt{\frac{F_n \cdot E^*}{\pi \cdot R}} \text{ où } F_n \text{ est la force normale par unité de longueur} \quad (2.24)$$

$$a = \sqrt{\frac{4 \cdot F_n \cdot R}{\pi \cdot E^*}}$$

Carter pose :

$$\begin{cases} \tau(x) = T_1 \sqrt{1 - \frac{x^2}{a^2}} - T_2 \sqrt{1 - \frac{(x-d)^2}{c^2}} & \text{dans la zone collée} \\ \tau(x) = T_1 \sqrt{1 - \frac{x^2}{a^2}} & \text{dans la zone glissée} \end{cases} \quad (2.25)$$

T_1 et T_2 sont deux constantes qu'il faut choisir afin que le champ de déformation induit par ce champ de contrainte respecte la condition de déformation constante dans la zone collée. La taille de la zone collée est notée $2c$, le centre de la zone collée est $d = a - c$. La figure 2.7 représente les efforts de cisaillement dans le contact dans le cas où $\mu = 1$

En utilisant la relation (2.22) nous calculons le champ de déplacement dans la zone collée :

$$u(x) = -T_1 \cdot \frac{x^2}{aE^*} + T_2 \cdot \frac{(x-d)^2}{cE^*} - T_1 C + T_2 C \quad (2.26)$$

On en déduit que la déformation est dans la zone collée

$$\varepsilon(x) = \frac{\partial u(x)}{\partial x} = -T_1 \frac{2x}{aE^*} + T_2 \frac{2(x-d)}{cE^*} \quad (2.27)$$

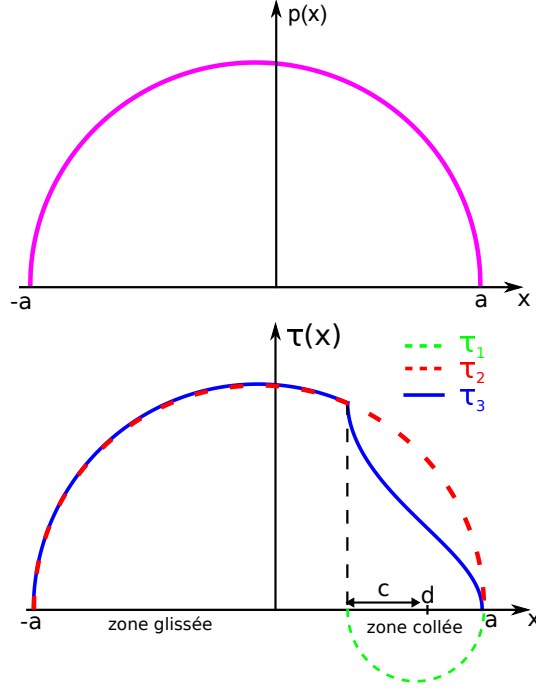


FIGURE 2.7 – Champ de pression et de cisaillement dans le contact pour le modèle de Carter [23]

Pour que la condition de déformation constante soit satisfaite uniformément il faut que les termes en x s'annulent dans l'équation (2.27), ce qui se traduit par la relation suivante entre T_1 et T_2 :

$$T_2 = \frac{c}{a}T_1 \quad (2.28)$$

Afin que dans la zone glissée le frottement suive une loi de Coulomb, on a :

$$T_1 = \mu p_0 \quad (2.29)$$

On en déduit la déformation, $\varepsilon(x)$, dans la zone collée

$$\varepsilon(x) = \varepsilon_0 = \frac{-2\mu d p_0}{a E^*} \quad (2.30)$$

La force tangentielle linéique totale correspond à l'intégrale de la contrainte sur la zone de contact d'où :

$$\begin{aligned} F_t &= \int_{-a}^a \tau(x) dx = \int_{-a}^a T_1 \sqrt{1 - \frac{x^2}{a^2}} dx - \int_{a-2c}^a T_2 \sqrt{1 - \frac{(x-d)^2}{c^2}} dx \\ \Leftrightarrow F_t &= \left(\frac{\pi}{2} a \mu p_0 - \frac{c^2}{a} \frac{\pi}{2} \mu p_0 \right) \end{aligned} \quad (2.31)$$

De la même manière en intégrant la pression de Hertz sur le contact on en déduit la force normale linéique

$$F_n = \frac{\pi}{2} a p_0 \quad (2.32)$$

À partir des équations (2.32) et (2.31) nous pouvons exprimer la force tangentielle comme suit :

$$F_t = \mu F_n \left(1 - \frac{c^2}{a^2} \right). \quad (2.33)$$

on en déduit à partir de (2.33) le rapport entre la demi-largeur de contact collé et celle du contact total :

$$\frac{c}{a} = \sqrt{1 - \frac{F_t}{\mu F_n}} \quad (2.34)$$

d étant le milieu de la zone collée nous pouvons écrire la relation suivante entre a, c et d

$$c = a - d. \quad (2.35)$$

on en déduit à partir de (2.34),

$$\frac{d}{a} = 1 - \frac{c}{a} = 1 - \sqrt{1 - \frac{F_t}{\mu F_n}}. \quad (2.36)$$

Nous pouvons exprimer de manière différente la déformation dans la zone collée

$$\varepsilon_0 = -\frac{2\mu p_0 d}{aE^*} = -\frac{2\mu p_0}{E^*} \left(1 - \sqrt{1 - \frac{F_t}{\mu F_n}}\right) \quad (2.37)$$

À partir des équations du contact de Hertz, en particulier l'équation (2.19), nous pouvons écrire que :

$$F_n = \frac{a^2 \pi E^*}{4R} \quad (2.38)$$

D'après l'équation (2.32) on peut écrire que :

$$p_0 = \frac{2F_n}{\pi a} \quad (2.39)$$

Nous pouvons donc remplacer le préfacteur dans l'équation (2.37) :

$$-\frac{2\mu p_0}{E^*} = -\frac{4\mu F_n}{\pi a E^*} \quad (2.40)$$

en utilisant l'équation (2.38) nous avons

$$-\frac{4\mu F_n}{\pi a E^*} = -\frac{\mu a}{R} \quad (2.41)$$

On peut établir que le taux de glissement s est égal à la déformation ε_0 . En effet, considérons la masse volumique dans la partie collée. Du fait de la compression, celle-ci vaut

$$\rho_1 = \frac{\rho_0}{(1 + \varepsilon_0)} \quad (2.42)$$

avec ε_0 la déformation dans la zone collée, ρ_0 la masse volumique du matériau. Soit un point P_1 situé dans la zone collée du contact. Étant donné que le contact se déplace dans la zone collée à une vitesse V_p , la quantité de mouvement volumique vaut :

$$q_1 = V_p \frac{\rho_0}{(1 + \varepsilon_0)} \quad (2.43)$$

On a aussi par simple définition de la quantité de mouvement volumique qui s'écrit sur un point P_2 du cylindre en dehors du contact :

$$q_2 = \rho_0 \Omega R \quad (2.44)$$

Par conservation de la quantité de mouvement $q_1 = q_2$

$$\frac{V_p}{1 + \varepsilon_0} = \Omega R \quad (2.45)$$

or $s = 1 - \frac{\Omega R}{V_p}$, on en déduit :

$$s = \frac{\varepsilon_0}{1 + \varepsilon_0} \quad (2.46)$$

$s \simeq \varepsilon_0$ dans le cas où $\varepsilon_0 \ll 1$

Nous en déduisons de la relation (2.37) ainsi que de (2.41), s en fonction des efforts :

$$s = -\frac{\mu a}{R} \left(1 - \sqrt{1 - \frac{F_t}{\mu F_n}} \right) \quad (2.47)$$

en inversant cette équation, nous avons finalement :

$$F_t = \mu F_n \left(1 - \left(1 + \frac{sR}{\mu a} \right)^2 \right) \quad (2.48)$$

Cette courbe est représentée figure 2.8

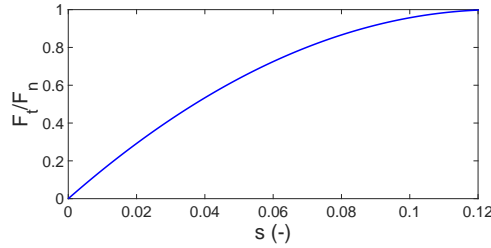


FIGURE 2.8 – Évolution de la force tangentielle linéique normalisée par la force normale linéique en fonction du taux de glissement, pour $F_n = 10 \text{ N}$, $R = 2 \text{ cm}$, $E = 3 \text{ MPa}$ et $\mu = 1$

Nous remarquons que dans le cas d'un glissement pur, c'est à dire lorsque le taux de glissement augmente la force tangentielle augmente et atteint μF_n . De façon équivalente, lorsque le taux de glissement augmente la taille de la zone glissée augmente jusqu'à atteindre 100% de la taille du contact pour $s = \frac{\mu a}{R}$, au-delà de cette valeur nous avons un plateau à $F_t = \mu F_n$. Cependant, dans la plupart des expériences de roulement/glissement d'un contact pneu/chaussée, la courbe du frottement en fonction du taux de glissement présente un maximum local, nous observons que le modèle de Carter ne peut pas modéliser ce comportement.

2.3 Le modèle de Carter amélioré

Afin d'enrichir le modèle de Carter, une proposition est de modifier la loi de frottement. Nous avons choisi d'ajouter à la loi de frottement un coefficient de frottement statique noté μ_s , le coefficient de frottement dynamique est noté μ_d . La figure 2.9 représente le coefficient de frottement en fonction de la distance glissée, pour la nouvelle loi de frottement que nous avons choisi.

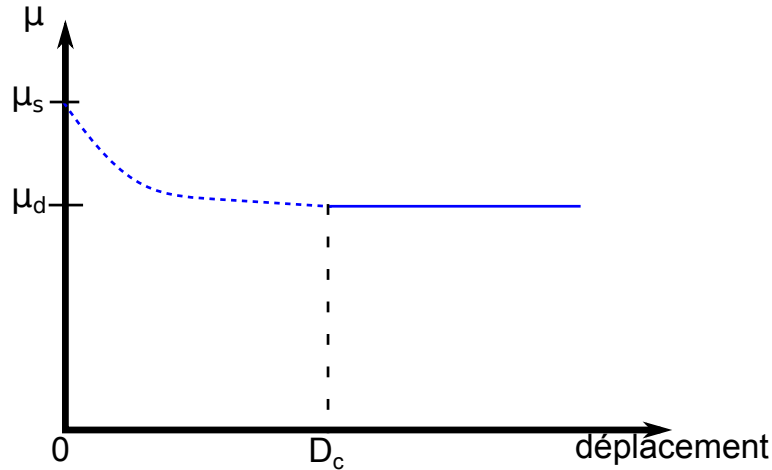


FIGURE 2.9 – Évolution du coefficient de frottement en fonction de la distance glissée

Dans ce modèle, le coefficient de frottement vaut μ_s lors de la mise en glissement, nous imposons qu'après une distance glissée de D_c la valeur du coefficient de frottement soit de μ_d . Cependant, l'évolution du coefficient de frottement entre ces deux-points $(0, \mu_s)$ et (D_c, μ_d) n'est pas définie.

Nous posons dans un premier temps $\chi_A(x)$ la fonction caractéristique de la zone A définie comme :

$$\chi_A(x) = \begin{cases} 1 & \text{si } x \in A \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \quad (2.49)$$

Nous introduisons trois zones dans le contact :

1. $A_1 = \{x \text{ tel que } |x| < a\}$ le contact total
2. $A_2 = \{x \text{ tel que } |x - d| < c\}$ l'union de la zone collée et d'une zone transitoire dans le contact
3. $A_3 = \{x \text{ tel que } |x - e| < f\}$ la zone collée

Ces différentes zones sont représentées sur le schéma figure 2.10

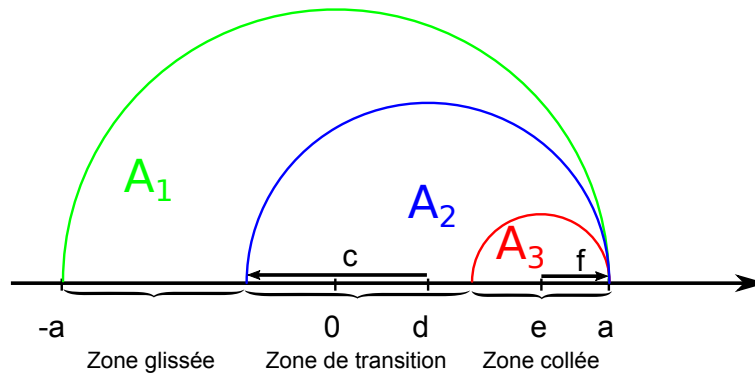


FIGURE 2.10 – Représentation des différentes zones dans le contact

Nous avons donc : a la demi-largeur du contact, f la demi-largeur de la zone collée et c la demi-largeur de la zone collée plus la zone transitoire. Nous notons $\overline{\chi_A}$ la fonction caractéristique de l'espace complémentaire de A, \overline{A} . Les fonctions des zones A_1, A_2, A_3 caractéristiques sont notées respectivement χ_1, χ_2, χ_3 .

La pression de contact suit la loi de Hertz, ainsi :

$$p(x) = p_0 \chi_1(x) \sqrt{1 - \frac{x^2}{a^2}} \quad (2.50)$$

Pour calculer la contrainte tangentielle, nous faisons la même hypothèse que Carter, c'est-à-dire que la contrainte tangentielle est de la même forme mathématique que la pression. Carter suppose que la contrainte tangentielle est la somme de deux contraintes selon la zone du contact dans laquelle on se place. Afin d'intégrer dans notre cas une zone de transition entre la zone collée et la zone glissée, nous supposons que la contrainte tangentielle est la somme de trois contraintes selon la zone dans laquelle on se place. Ce qui s'écrit :

$$\tau(x) = \tau_1 \chi_1(x) \sqrt{1 - \frac{x^2}{a^2}} + \tau_2 \chi_2(x) \sqrt{1 - \frac{(x-d)^2}{c^2}} + \tau_3 \chi_3(x) \sqrt{1 - \frac{(x-e)^2}{f^2}} \quad (2.51)$$

À partir de ce champ de contrainte tangentielle, nous en déduisons par les lois de l'élasticité linéaire la déformation dans le contact :

$$\begin{aligned} \varepsilon(x) = & -\frac{2\tau_1}{E^*} \left(\frac{x}{a} - \bar{\chi}_1(x) \operatorname{sg}(x) \sqrt{\frac{x^2}{a^2} - 1} \right) \\ & -\frac{2\tau_2}{E^*} \left(\frac{x-d}{c} - \bar{\chi}_2(x) \operatorname{sg}(x-d) \sqrt{\frac{(x-d)^2}{c^2} - 1} \right) \\ & -\frac{2\tau_3}{E^*} \left(\frac{x-e}{f} - \bar{\chi}_3(x) \operatorname{sg}(x-e) \sqrt{\frac{(x-e)^2}{f^2} - 1} \right) \end{aligned} \quad (2.52)$$

où $\operatorname{sg}(x)$ désigne la fonction qui vaut 1 si $x > 0$ et -1 sinon. Cette formule généralise (2.23) en décrivant également la déformation hors de chaque zone.

En intégrant l'équation (2.52) nous en déduisons le déplacement $u(x)$ dans le contact :

$$\begin{aligned} u(x) = & -\frac{\tau_1 a}{E^*} \left[\frac{x^2}{a^2} + \bar{\chi}_1(x) \left(\frac{x}{a} \sqrt{\frac{x^2}{a^2} - 1} - \operatorname{sg}(x) \log \left(\operatorname{sg}(x) \frac{x}{a} + \sqrt{\frac{x^2}{a^2} - 1} \right) \right) \right] \\ & -\frac{\tau_2 c}{E^*} \left[\frac{(x-d)^2}{c^2} + \bar{\chi}_2(x) \left(\frac{x-d}{c} \sqrt{\frac{(x-d)^2}{c^2} - 1} - \operatorname{sg}(x-d) \times \right. \right. \\ & \quad \left. \left. \log \left(\operatorname{sg}(x-d) \frac{x-d}{c} + \sqrt{\frac{(x-d)^2}{c^2} - 1} \right) \right) \right] \\ & -\frac{\tau_3 f}{E^*} \left[\frac{(x-e)^2}{f^2} + \bar{\chi}_3(x) \left(\frac{x-e}{f} \sqrt{\frac{(x-e)^2}{f^2} - 1} - \operatorname{sg}(x-e) \times \right. \right. \\ & \quad \left. \left. \log \left(\operatorname{sg}(x-e) \frac{x-e}{f} + \sqrt{\frac{(x-e)^2}{f^2} - 1} \right) \right) \right] \end{aligned} \quad (2.53)$$

Le système d'équations

Le problème a donc six inconnues, les longueurs a , c , f qui correspondent à la taille des différentes zones dans le contact, ainsi que τ_1 , τ_2 , τ_3 . Le contact est toujours un contact de Hertz comme pour le modèle de Carter. L'équation (2.24) nous donne donc la valeur de la pression dans le contact ainsi que la taille a du contact à partir de la force normale linéique F_n , des paramètres matériaux E et ν et de la géométrie R . Calculons la valeur de la contrainte dans chaque partie du contact. Dans la zone glissée, à partir de l'équation (2.51) et l'équation (2.24), nous pouvons écrire grâce à l'hypothèse du frottement de Coulomb que :

$$\tau_1 = \mu_d p_0 \quad (2.54)$$

Dans la zone collée, nous avons la même condition sur la déformation que pour le modèle de Carter, à savoir que la déformation est constante dans toute cette zone. Ce qui nous donne en annulant les termes en x de l'équation (2.52) et en se plaçant dans la zone collée :

$$\frac{\tau_1}{a} + \frac{\tau_2}{c} + \frac{\tau_3}{f} = 0 \quad (2.55)$$

Nous en déduisons aussi la valeur de la déformation dans la zone collée qui correspond au terme constant de l'équation (2.52) dans la zone collée :

$$s = \varepsilon_0 = \frac{2}{E^*} \left(\frac{\tau_2 d}{c} + \frac{\tau_3 e}{f} \right) \quad (2.56)$$

Nous avons supposé que le frottement avait un coefficient de frottement statique, au début de la zone de transition nous avons $\tau(a - 2f) = \mu_s p(a - 2f)$. Ce qui nous donne en utilisant (2.23) :

$$\tau_2 \sqrt{1 - \frac{(c - 2f)^2}{c^2}} = (\mu_s - \mu_d) p_0 \sqrt{1 - \frac{(a - 2f)^2}{a^2}} \quad (2.57)$$

Afin de calculer la taille de la zone de transition (passage de μ_s à μ_d), il faut connaître le point du contact pour lequel la distance glissée vaut D_c . Notons $g(x)$ le glissement relatif entre le cylindre et la surface plane. Supposons un point P du plan (la chaussée). Celui-ci se déplace selon l'axe x avec une vitesse de translation de V_p dans un référentiel roue/contact fixe. Si à l'instant $t = 0$ celui-ci entre dans le contact ($x = a$), sa position dans le temps s'écrit donc $x_P(t) = a - V_p t$. Prenons maintenant un point Q sur le cylindre. Ce point a une vitesse imposée par la rotation du cylindre de ΩR . Un point du cylindre a donc une trajectoire qui peut s'écrire, $x(t) = a - \Omega R t$, en supposant que la taille du contact est petite devant le rayon du cylindre ($a \ll R$), ce qui est la même hypothèse que celle faite pour avoir un contact de Hertz. Il faut cependant ajouter le déplacement dû à la déformation élastique du cylindre pour avoir la position réelle du point Q. Nous avons donc : $x_P(t) = a - \Omega R t + u(a - \Omega R t)$. Les deux points Q et P entrent au même instant dans le contact, le glissement relatif entre le cylindre et le plan, g , peut s'écrire comme la différence de position entre Q et P :

$$g(x) = x_Q(t) - x_P(t) = a - \Omega R t + u(a - \Omega R t) - a - V_p t + C \quad (2.58)$$

Sachant que le glissement doit être nul à l'entrée du contact ($t = 0$), cela donne $C = -u(a)$. Nous nous sommes placés dans le régime établi, nous pouvons donc

passer de l'évolution temporelle à l'évolution spatiale par : $t = \frac{x-a}{\Omega R}$. Nous avons donc finalement l'expression du glissement dans le contact qui est :

$$g(x) = u(x) - u(a) - \left(1 - \frac{V_p}{\Omega R}\right) (x - a) \quad (2.59)$$

Nous cherchons donc le point pour lequel $g(a - 2f) + D_c = g(a - 2c)$. À partir de l'équation (2.59) nous pouvons écrire :

$$\begin{aligned} D_c = g(a - 2f) - g(a - 2c) &= \frac{-\tau_1}{aE^*} ((a - 2f)^2 - (a - 2c)^2) + \\ &\quad \frac{-\tau_2}{cE^*} ((a - 2f - d)^2 - (a - 2c - d)^2) + \\ &\quad \frac{-\tau_3}{fE^*} ((a - 2f - e)^2 - (a - 2c - e)^2) + \\ &\quad \frac{-\tau_3 f}{E^*} \left(\frac{(a - 2f - e)}{f} \sqrt{\frac{(a - 2f - e)^2}{f^2} - 1} + \ln \left(-\frac{(a - 2f - e)}{f} + \sqrt{\frac{(a - 2f - e)^2}{f^2} - 1} \right) \right) + \\ &\quad \frac{\tau_3 f}{E^*} \left(\frac{(a - 2c - e)}{f} \sqrt{\frac{(a - 2c - e)^2}{f^2} - 1} + \ln \left(-\frac{(a - 2c - e)}{f} + \sqrt{\frac{(a - 2c - e)^2}{f^2} - 1} \right) \right) + \\ &\quad \left(1 - \frac{V_p}{\Omega R}\right) \end{aligned} \quad (2.60)$$

or $a - 2f - e = -f$ alors,

$$\begin{aligned} \frac{-\tau_3 f}{E^*} \left(\frac{(a - 2f - e)}{f} \sqrt{\frac{(a - 2f - e)^2}{f^2} - 1} + \right. \\ \left. \ln \left(-\frac{(a - 2f - e)}{f} + \sqrt{\frac{(a - 2f - e)^2}{f^2} - 1} \right) \right) = 0 \end{aligned} \quad (2.61)$$

donc

$$\begin{aligned} D_c = -\frac{4\tau_1}{aE^*} (c - f)(a - f - c) - \frac{4\tau_2}{cE^*} (c - f)(a - f - d) - \frac{4\tau_3}{aE^*} (a - f - c - e) \\ + \frac{\tau_3 f}{E^*} \left(\frac{(a - 2c - e)}{f} \sqrt{\frac{(a - 2c - e)^2}{f^2} - 1} + \right. \\ \left. \ln \left(-\frac{(a - 2c - e)}{f} + \sqrt{\frac{(a - 2c - e)^2}{f^2} - 1} \right) \right) + \left(1 - \frac{V_p}{\Omega R}\right) \end{aligned} \quad (2.62)$$

Dans la zone collée nous pouvons écrire,

$$\varepsilon_0 = \frac{\tau_2 2d}{cE^*} + \frac{\tau_3 2e}{fE^*} = - \left(1 - \frac{V_p}{\Omega R}\right) \quad (2.63)$$

en utilisant les équations (2.55) et (2.63) les relations entre la taille des zone, nous

en concluons après plusieurs simplifications

$$D_c = \frac{\tau_3 f}{E^*} \left(\frac{f-2c}{f} \sqrt{\left(\frac{f-2c}{f}\right)^2 - 1} + \log \left(-\frac{f-2c}{f} + \sqrt{\left(\frac{f-2c}{f}\right)^2 - 1} \right) \right) \quad (2.64)$$

La demi-largeur du contact vaut par l'équation de Hertz,

$$a = \sqrt{\frac{4F_n R}{\pi E^*}} \quad (2.65)$$

Le système d'équations est donc composé des six équations suivantes (2.54), (2.55), (2.56), (2.57), (2.64), (2.65).

Enfin pour relier les efforts tangentiels dus au frottement, il faut intégrer la contrainte de cisaillement sur tout le contact. Ce qui donne :

$$F_t = \frac{\pi}{2} (\tau_1 a + \tau_2 c + \tau_3 f). \quad (2.66)$$

Résolution du problème

Pour simplifier l'écriture, nous posons les variables adimensionnelles suivantes :

$$\begin{aligned} X &= \frac{\tau_1}{p_0} = \mu_d \\ Y &= \frac{\tau_2}{p_0} \\ Z &= \frac{\tau_3}{p_0} \\ y &= \frac{f}{a} \\ z &= \frac{c}{f} \\ \alpha &= \frac{F_t}{F_n} \\ \beta &= \frac{D_c E^*}{a p_0} \end{aligned} \quad (2.67)$$

Avec ces notations les équations (2.55) et (2.66) s'écrivent :

$$\begin{aligned} \frac{1}{yz} Y + \frac{1}{y} Z &= -\mu_d \\ yzY + yZ &= \alpha - \mu_d \end{aligned} \quad (2.68)$$

La résolution du système nous donne l'expression de Y et celle de Z :

$$Y = \mu_d \frac{\frac{1}{y} - z}{\frac{1}{z} - z} - \alpha \frac{\frac{1}{y}}{\frac{1}{z} - z} \quad (2.69)$$

$$Z = \mu_d \frac{yz - \frac{1}{yz}}{\frac{1}{z} - z} + \alpha \frac{\frac{1}{yz}}{\frac{1}{z} - z} \quad (2.70)$$

En substituant les équations (2.69) et (2.70) dans (2.57) et (2.64) nous en déduisons :

$$(\mu_s - \mu_d) \sqrt{1 - (1 - 2y)^2} \left(\frac{1}{z} - z \right) - \left(\mu_d \left(\frac{1}{y} - y \right) - \frac{\alpha}{y} \right) \sqrt{1 - \left(1 - \frac{2}{z} \right)^2} = 0 \quad (2.71)$$

et

$$\beta \left(\frac{1}{z} - z \right) - \left(\mu_d \left(zy^2 - \frac{1}{z} \right) + \frac{\alpha}{z} \right) \left((1 - 2z) \sqrt{(1 - 2z)^2 - 1} + \log \left(2z - 1 + \sqrt{(1 - 2z)^2 - 1} \right) \right) = 0 \quad (2.72)$$

La seconde équation nous permet de déterminer l'expression de y en fonction de z

$$y = \frac{1}{z} \sqrt{1 + \frac{1}{\mu_d} \left(\frac{\beta(1 - z^2)}{(1 - 2z) \sqrt{(1 - 2z)^2 - 1} + \log \left(2z - 1 + \sqrt{(1 - 2z)^2 - 1} \right)} - \alpha \right)} \quad (2.73)$$

Pour résoudre le système, il faut maintenant trouver les zéros de la fonction $f(z)$ définie comme :

$$f(z) = (\mu_s - \mu_d) \sqrt{1 - (1 - 2y)^2} \left(\frac{1}{z} - z \right) - \left(\mu_d \left(\frac{1}{y} - y \right) - \frac{\alpha}{y} \right) \sqrt{1 - \left(1 - \frac{2}{z} \right)^2} \quad (2.74)$$

La procédure de résolution est la suivante, dans laquelle on suppose F_t et donc α connu :

1. Utilisation de l'équation (2.73) dans (2.74)
2. Résolution numérique des zéros de $f(z)$
3. Calcul de Y et Z avec les équations (2.69) et (2.70), en y injectant les valeurs de z (étape 2) et de y (équation (2.73))
4. Calcul de f, c, τ_2, τ_3 grâce aux relations définies en (2.67)

Vérification dans le cas du modèle de Carter

Si les calculs sont justes nous devrions retrouver les résultats de Carter dans le cas particulier $\mu_s = \mu_d$ et $D_c = 0$. Sachant que dès lors nous avons $\mu_s - \mu_d = 0$ et $\beta = 0$, les zéros de $f(z)$ vérifient :

$$\left(\mu_d \left(\frac{1}{y} - y \right) - \frac{\alpha}{y} \right) \sqrt{1 - \left(1 - \frac{2}{z} \right)^2} = 0 \quad (2.75)$$

Les solutions à cette équation sont $z = 1$ et $y \in \Re$ ou $y = \sqrt{1 - \alpha/\mu_d}$ et $z \in \Re$. D'autre part l'équation (2.73) nous donne, dans les conditions du modèle de Carter simple :

$$y = \frac{1}{z} \sqrt{1 - \frac{\alpha}{\mu_d}} \quad (2.76)$$

Ainsi l'unique solution (y, z) qui vérifie ces deux équations est $z = 1$ et $y = \sqrt{1 - \alpha/\mu_d}$.

Cette solution nous donne pour la taille de la zone collée :

$$c = f = a \sqrt{1 - \frac{F_t}{\mu_d F_n}} \quad (2.77)$$

Cette équation indique, comme attendu, une absence de zone de transition. Pour finir, l'équation (2.55) nous donne :

$$\tau_2 + \tau_3 = -\frac{c}{a} \mu_d p_0 \quad (2.78)$$

Nous retrouvons donc l'équation (2.28) qui caractérise le modèle de Carter simple, avec $\tau_2 + \tau_3 = T_2$

Application

Nous allons appliquer ce modèle avec les paramètres suivants : le module de Young réduit du matériau est $E^* = 6 \cdot 10^6 \text{ Pa}$, la longueur du cylindre vaut, $e = 0.02 \text{ m}$, la force normale totale appliquée F_n vaut 10 N . Les propriétés de frottement sont définies par $\mu_d = 1$, $\mu_s = 1.4$, $D_c = 1 \cdot 10^{-5} \text{ m}$.

Le champ de contrainte de cisaillement correspondant au modèle est représenté figure 2.11

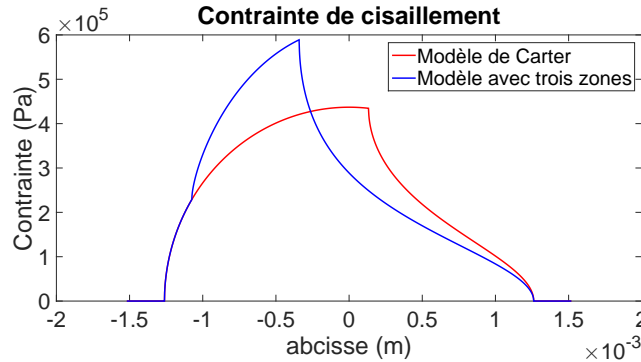


FIGURE 2.11 – Champ de contrainte de cisaillement dans le contact pour le modèle de Carter (rouge) et notre modèle de Carter amélioré (bleu)

La zone de transition entre le coefficient de frottement statique et le coefficient de frottement dynamique est directement observable sur la courbe lorsque l'on compare au résultat du modèle de Carter. Dans cette zone la contrainte est bien supérieure à sa valeur dans le modèle de Carter. Nous observons aussi que dans ce modèle avec une zone de transition, la zone collée est plus grande. Le fait d'ajouter un coefficient de frottement statique supérieur au coefficient de frottement dynamique fait que le seuil de contrainte pour passer d'un état collé à un état glissé est plus grand, ainsi pour un même taux de glissement la taille de la zone collée est plus grande dans le modèle modifié que dans le modèle de Carter. La figure 2.12 représente l'évolution du coefficient de frottement en fonction de s pour le modèle de Carter et pour le modèle de Carter modifié. Du fait de l'apport d'un coefficient de frottement statique la courbe du modèle de Carter modifié possède un coefficient de frottement plus élevé. Nous remarquons que le modèle ne donne pas de résultat pour toutes les valeurs possibles de force tangentielle. Le modèle de Carter ainsi que l'amélioration que nous proposons calcule le taux de glissement s pour une force de frottement

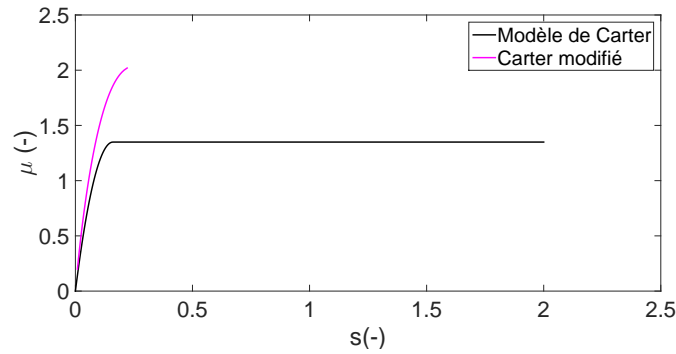


FIGURE 2.12 – Évolution du coefficient de frottement en fonction du taux de glissement pour le modèle de Carter (noir), et le modèle de Carter modifié (violet) $V_e.R = 0.01m$, $G = 2.25 \text{ MPA}$, $F_n = 10 \text{ N}$, $\mu_s = 1.7$, $\mu_d = 1.3$, $D_c = 6.7 \cdot 10^{-4} \text{ m}$

F_t déterminée. Ainsi la présence d'un maximum dans la courbe signifie qu'il existe deux valeurs de s pour une seule valeur de F_t , le modèle ne permet de calculer qu'une seule de ces deux valeurs. C'est pourquoi nous avons développé un autre modèle permettant de prendre en compte la présence d'un coefficient de frottement statique dans le comportement en frottement des élastomères. Ce modèle est à taux de glissement imposé ce qui résout le problème que nous avons pour le modèle de Carter.

2.4 Modèle couche mince (MCM)

Le modèle de Carter amélioré ne permettant pas de calculer les efforts pour toutes les valeurs du taux de glissement nous avons développé un autre modèle, plus simple. La loi de frottement utilisée est une loi de Coulomb, c'est-à-dire que lors du glissement la force tangentielle est proportionnelle à la force normale, le coefficient de proportionnalité est noté μ .

En nous inspirant des différents modèles existants sous forme de "bristle model", dans ce modèle nous supposons un cylindre de longueur e , de rayon R , en contact avec une surface lisse infiniment rigide. Le cylindre est en rotation à une vitesse de rotation Ω , et à une vitesse de translation V_p . Nous notons $V_r = \Omega R$ la vitesse du cylindre. Ces informations sont représentées figure 2.13

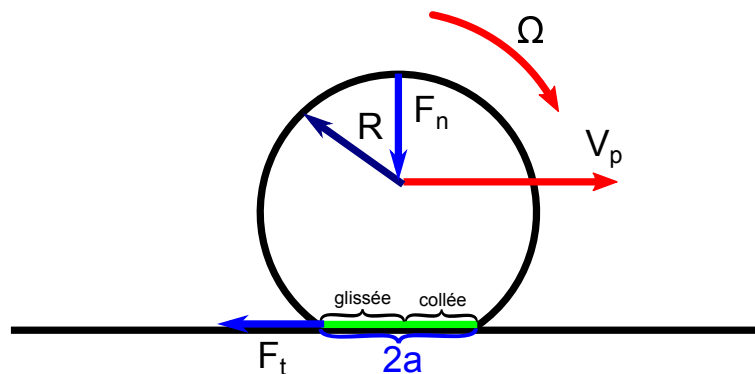


FIGURE 2.13 – Schéma du modèle couche mince

Pour calculer les efforts subis par le cylindre en roulement nous avons fait plusieurs hypothèses :

- La pression dans le contact suit la loi de Hertz
- La contrainte tangentielle est liée au cisaillement d'une couche mince d'élastomère, d'épaisseur $h \ll R$
- Lors du glissement, le frottement obéit à la loi de Coulomb avec $\tau(x) = \mu p(x)$
- La pression de contact $p(x)$ vérifie l'équation (2.24)

À partir de ces hypothèses, nous pouvons calculer la contrainte tangentielle

$$\begin{cases} \tau(x) = G \cdot \varepsilon & \text{dans la zone collée} \\ \tau(x) = \mu \cdot p(x) & \text{dans la zone glissée} \end{cases} \quad (2.79)$$

avec G le module de cisaillement du matériau de la couche élastique, et ε la déformation en cisaillement de la couche

Nous avons supposé que la contrainte tangentielle, τ , est proportionnelle à la déformation en cisaillement, ε , dans la couche. Ainsi si nous observons l'évolution de la contrainte d'un volume élémentaire représentatif (VER) de la surface du cylindre nous avons successivement :

- Entrée dans le contact
- Cisaillement du VER (augmentation de la déformation en cisaillement)
- la contrainte tangentielle atteint la limite ($\tau(x) = \mu p(x)$)
- le VER est en glissement par rapport à la surface lisse

Les différentes contraintes sont représentées figure 2.14.

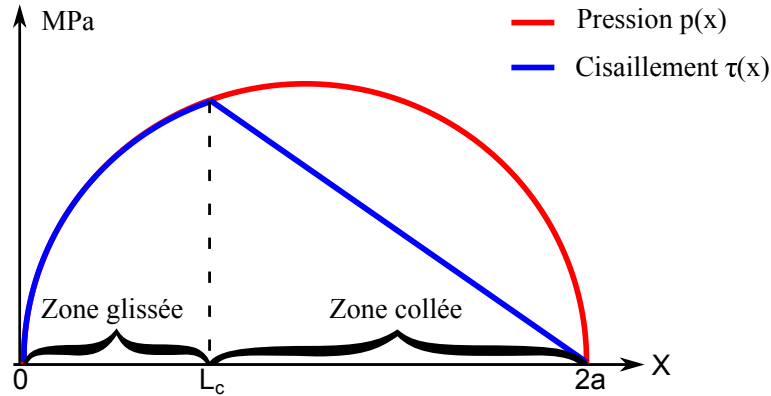


FIGURE 2.14 – Évolution de la contrainte normale $p(x)$ et de la contrainte de cisaillement $\tau(x)$ dans le contact, dans le cas du modèle couche mince

Nous définissons la vitesse de glissement :

$$V_g = V_p - V_r. \quad (2.80)$$

La déformation dans la zone collée est égale à :

$$\varepsilon(x) = \frac{V_g x}{V_r h} \quad (2.81)$$

La contrainte tangentielle suit donc une évolution linéaire à l'entrée du contact directement reliée à l'élasticité du contact. Ensuite, du fait du glissement la contrainte tangentielle est proportionnelle à la pression de Hertz.

La force tangentielle totale correspond à l'intégrale de la contrainte de cisaillement sur l'ensemble de la surface de contact (aire sous la courbe bleu figure 2.14)

$$F_t = \int_0^e \int_0^{2a} \tau(x, y) dx dy \quad (2.82)$$

On distingue donc deux zones dans le contact. La zone dans laquelle les deux surfaces sont collées et la zone dans laquelle les surfaces glissent l'une par rapport à l'autre. Nous notons L_c la longueur du contact collé. Nous pouvons donc écrire :

$$F_t = e \left(\int_0^{L_c} \tau(x) dx + \int_{L_c}^{2a} \tau(x) dx \right) \quad (2.83)$$

Afin d'introduire explicitement les vitesses imposées aux différents solides, nous allons faire un changement de variable et nous concentrer sur le temps pendant lequel un point est en cisaillement ou en glissement par rapport au sol. Ce changement de variable est possible, car nous supposons que le régime est permanent. Nous avons dans cette configuration :

$$\begin{aligned} t_{tot} &= \frac{2a}{V_r} : \text{le temps total passé dans le contact} \\ \varepsilon(t) &= \frac{V_g \cdot t}{h} : \text{le taux de cisaillement en fonction du temps} \\ t &= 0 \text{ lors l'entrée dans le contact} \end{aligned} \quad (2.84)$$

Dans la zone collée, la contrainte tangentielle s'écrit :

$$\tau(t) = G \cdot \frac{V_g \cdot t}{h} \quad (2.85)$$

La pression en fonction du temps s'écrit :

$$p(t) = p_0 \cdot \sqrt{1 - \frac{(V_r \cdot t - a)^2}{a^2}} \quad (2.86)$$

La limite de la zone collée est donnée par l'équation $\tau(t_c) = \mu p(t_c)$

$$\begin{aligned} \mu p_0 \cdot \sqrt{1 - \frac{(V_r \cdot t_c - a)^2}{a^2}} &= \frac{GV_g t_c}{h} \\ \Leftrightarrow \mu^2 p_0^2 \cdot \left(1 - \frac{(V_r \cdot t_c - a)^2}{a^2} \right) &= \frac{G^2 V_g^2 t_c^2}{h^2} \\ \Leftrightarrow \mu^2 p_0^2 \frac{-(V_r t_c)^2 + 2aV_r t_c}{a^2} &= \frac{G^2 V_g^2 t_c^2}{h^2} \\ \Leftrightarrow t_c^2 \left(\frac{\mu^2 p_0^2 V_r^2 + G^2 V_g^2}{a^2 h^2} \right) &= t_c \mu^2 p_0^2 \frac{2V_r}{a} \end{aligned} \quad (2.87)$$

Ce qui donne lorsque $t_c \neq 0$

$$t_c = \frac{2 \cdot a}{V_r} \cdot \frac{1}{1 + \frac{G^2 \cdot V_g^2 \cdot a^2}{h^2 \mu^2 p_0^2 \cdot V_r^2}} \quad (2.88)$$

Pour calculer la force tangentielle totale, il faut donc intégrer la contrainte de cisaillement sur l'ensemble de la surface de contact :

$$F_t(t) = e \cdot \int_0^{t_c} \frac{G \cdot V_g \cdot t}{h} dt + \int_{t_c}^{\frac{2a}{V_r}} \mu \cdot p(t) dt \quad (2.89)$$

L'intégrale de la première partie donne donc la force tangentielle due à la partie de l'interface qui ne glisse pas :

$$F_c = \frac{e \cdot EV_g}{6h} \cdot t_c \cdot 2 \quad (2.90)$$

En remplaçant t_c par la valeur que nous avons trouvée dans l'équation (2.88), nous en déduisons :

$$F_c = \frac{e \cdot G \cdot V_r \cdot V_g}{2h} \cdot \left(\frac{2\mu^2 p_0^2 V_r a}{G^2 V_g^2 + \mu^2 p_0^2 V_r^2} \right)^2 \quad (2.91)$$

Nous définissons s_2 comme le rapport V_g/V_r . Nous pouvons maintenant faire apparaître ce paramètre adimensionnel dans l'équation précédente. Ce qui donne, en utilisant que $G = \frac{E}{2(1+\nu)} = \frac{E}{3}$ pour un matériau incompressible

$$F_c = \frac{e \cdot E}{6h} 4\mu^4 p_0^4 \cdot \frac{s_2 a^2}{(G^2 s_2^2 + \mu^2 p_0^2)^2} \quad (2.92)$$

avec $E = 3G$ le module d'Young du matériau.

Pour la partie en glissement, la force tangentielle donne :

$$F_s = \frac{2Ea\mu}{3R} \cdot \left(\frac{\pi a}{2V_r} - \frac{a}{V_r} \operatorname{arccot} \left(\sqrt{\frac{2a}{V_r t_c} - 1} \right) \right) - \sqrt{V_r t_c (2a - V_r t_c)} \cdot \frac{V_r t_c - a}{2aV_r} \quad (2.93)$$

La force tangentielle que l'on mesure donc dans le contact roulement/glissement est la somme de ces deux forces : $F_t = F_c + F_s$.

La figure 2.15 représente l'évolution du rapport F_t/F_n en fonction du taux de glissement

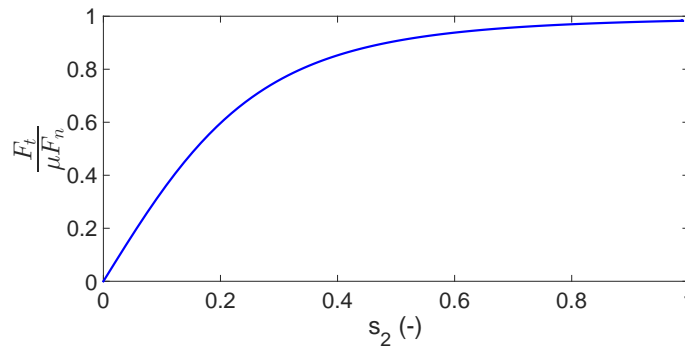


FIGURE 2.15 – Évolution du rapport $F_t/\mu F_n$ en fonction du taux de glissement s_2 dans le modèle couche mince pour $G = 1 \text{ MPa}$, $F_n = 10 \text{ N}$, $R = 2 \cdot 10^{-2} \text{ m}$, $\mu = 1, h = a$

Si nous comparons les résultats de ce modèle avec le modèle de Carter, nous observons plusieurs différences. Dans le modèle de Carter la force tangentielle atteint bien le plateau maximum pour lequel nous avons $F_t = \mu F_n$ alors que dans le modèle

couche mince ce plateau n'est jamais atteint et la force de frottement est toujours inférieur à μF_n (voir figure 2.16). Dans le cadre du modèle couche mince, la zone collée ne disparaît jamais complètement pour les valeurs finies de s . La figure 2.17 représente l'évolution de la proportion du contact qui est collée en fonction du taux de glissement pour les deux modèles.

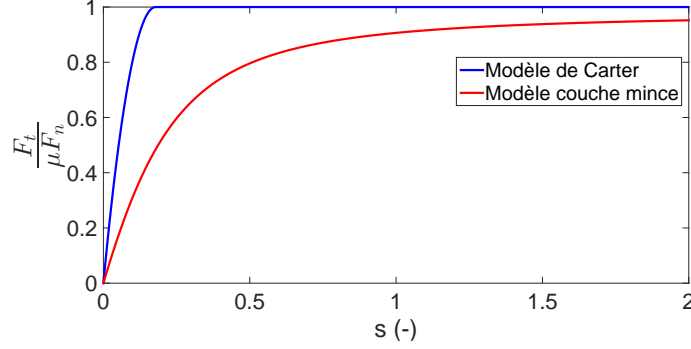


FIGURE 2.16 – Évolution du rapport $F_t/\mu F_n$ en fonction du taux de glissement s dans le modèle couche mince et dans le modèle de Carter, pour $G = 1 \text{ MPa}$, $F_n = 10 \text{ N}$, $R = 2 \cdot 10^{-2} \text{ m}$, $\mu = 1$, $h = a$

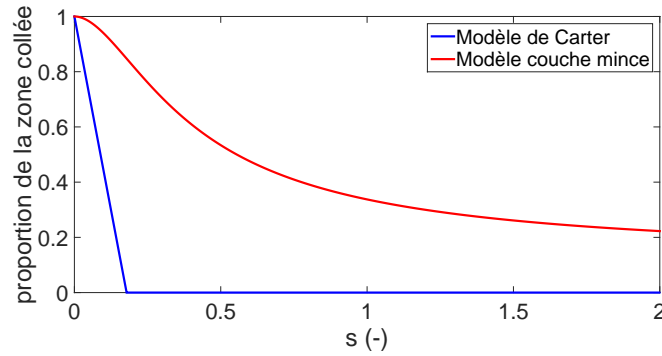


FIGURE 2.17 – Proportion du contact collé en fonction du taux de glissement

Nous observons que très rapidement la taille de la zone collée est nulle dans le cas du modèle de carter alors que dans le cas du modèle couche mince cette taille n'atteint pas zéro pour les valeurs finies de taux de glissement.

2.4.1 Modèle couche mince amélioré (MCMA)

Comme pour Carter, le modèle peut être amélioré en raffinant la loi de frottement. Nous avons ainsi ajouté une distance de décroissance D_c pendant laquelle le coefficient de frottement passe du frottement statique μ_s au frottement dynamique μ_d . La modification de la loi de frottement ajoute dans le calcul de l'intégrale la force de frottement due au passage de μ_s à μ_d . La figure 2.18 schématise ce comportement de frottement local.

Nous avons donc la force de frottement correspondant à cette modification

$$F_d = \int_{t_c}^{t_d} \mu_s \cdot p(t) - \frac{(\mu_s - \mu_d)}{D_c} \cdot p(t) \cdot V_g \cdot (t - t_c) dt \quad (2.94)$$

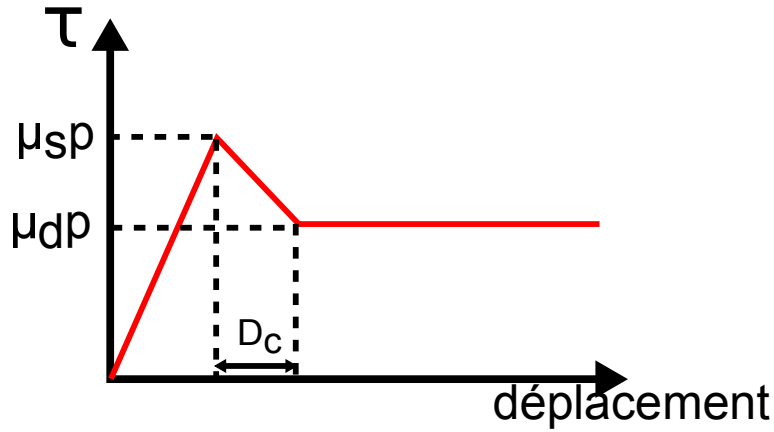


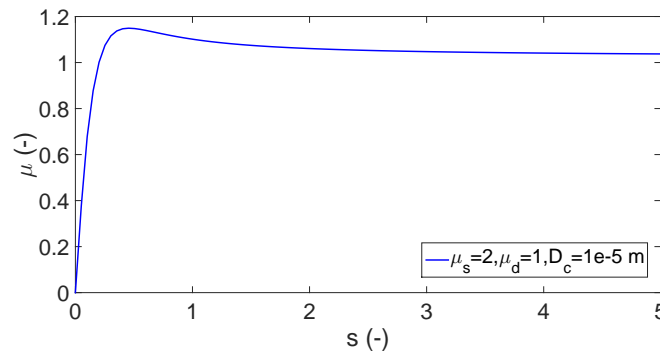
FIGURE 2.18 – Schéma de la loi de frottement locale en fonction du déplacement

avec t_d correspondant à l'instant à partir duquel la contrainte tangentielle vaut $\mu_d p$ et $t - t_c$ le temps passé dans la zone de transition depuis que le point considéré y est entré. Cette amélioration du modèle permet de prendre en compte le pic de frottement statique que l'on observe dans le comportement en frottement linéaire du contact élastomère/chaussée. L'intégrale de cette équation donne :

$$\begin{aligned}
 F_d = V_r p_0 \left[\mu_s \left(\frac{a}{V_r} \arctan \left(\sqrt{\frac{2a}{V_r t_d} - 1} \right) - (V_r t_d - a) \frac{\sqrt{a^2 - (V_r t_d - a)^2}}{2a V_r} \right. \right. \\
 \left. \left. - \frac{a}{V_r} \arctan \left(\sqrt{\frac{2a}{V_r t_c} - 1} \right) - (V_r t_c - a) \frac{\sqrt{a^2 - (V_r t_c - a)^2}}{2a V_r} \right) \right. \\
 \left. + (\mu_s - \mu_d) * \frac{V_g}{D_c} \left(a \frac{a - V_r t_c}{V_r^2} \arctan \left(\sqrt{\frac{V_r t_d}{2a - V_r t_d}} \right) - \frac{\sqrt{t_d(2a - V_r t_d)}}{6a V_r^{3/2}} \times \right. \right. \\
 \left. \left. (3a^2 - a V_r (t_d - 3t_c) + V_r^2 \cdot t_d (3t_c - 2t_d)) \right) \right. \\
 \left. - a \frac{a - V_r t_c}{V_r^2} \arctan \left(\sqrt{\frac{V_r t_c}{2a - V_r t_c}} \right) - \frac{\sqrt{t_c(2a - V_r t_c)}}{6a V_r^{3/2}} (3a^2 - 2a V_r t_c + V_r^2 t_c^2) \right) \quad (2.95)
 \end{aligned}$$

La force tangentielle totale vaut : $F_t = F_c + F_d + F_s$

La figure 2.19 montre la courbe de roulement-glisement lorsque l'on intègre cette modification au modèle

FIGURE 2.19 – Évolution du coefficient de frottement en fonction du taux de glissement dans le modèle MCMA avec $G = 1 \text{ MPa}$, $F_n = 10 \text{ N}$, $R = 2 \cdot 10^{-2} \text{ m}$

Nous remarquons que la présence d'un pic de frottement dans la loi de frottement induit un pic de coefficient de frottement dans le roulement-glisement pour les

taux de glissement de l'ordre de 0,45. La conjugaison d'un coefficient de frottement statique élevé par rapport au frottement dynamique ainsi que d'une distance de décroissance D_c longue augmente sensiblement l'amplitude ce pic de frottement.

La figure 2.20 montre le résultat du modèle avec un autre coefficient de frottement dynamique

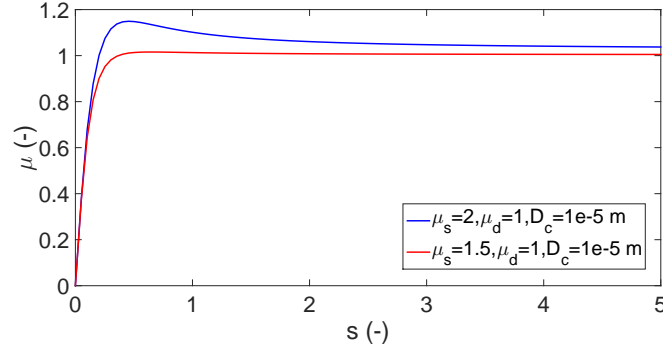


FIGURE 2.20 – Évolution du coefficient de frottement en fonction du taux de glissement, dans le modèle MCMA, avec $G = 1$ MPa, $F_n = 10$ N, $R = 2 \cdot 10^{-2}$ m

Afin d'étudier l'effet de ces différents paramètres sur le pic de frottement, le calcul des forces de frottement a été fait en variant les paramètres μ_s, μ_d, D_c . Nous posons F_{max} la force de frottement maximale en fonction du taux de glissement. Nous considérons qu'il y a un pic de frottement si la valeur maximum de la courbe de F_t/F_n possède un maximum supérieur à $\mu_d F_n$ qui est la valeur en glissement pur. Posons $p_r = \frac{F_{max}}{\mu_d F_n}$. Ainsi il y a un pic de frottement si et seulement si :

$$p_r > 1 \quad (2.96)$$

La figure 2.21 représente le p_r en fonction de μ_s et μ_d pour une valeur de D_c .

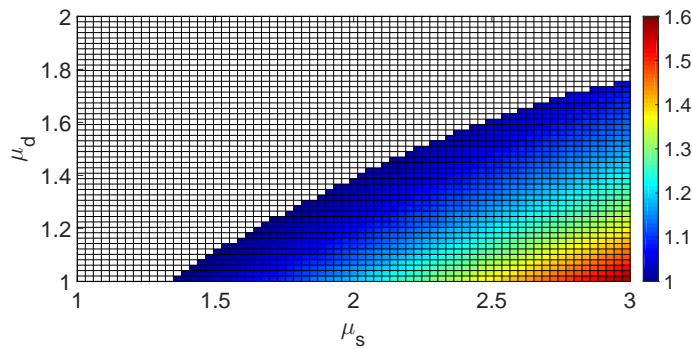


FIGURE 2.21 – Évolution du ratio p_r en fonction de μ_s et μ_d pour $D_c = 10^{-4}$ m, $G = 1$ MPa, $R = 0.02$ m, $F_n = 10$ N

C'est la combinaison des trois paramètres μ_s, μ_d, D_c , qui permet l'existence d'un pic de frottement. En effet chaque paramètre va influencer sur la force de frottement totale et sur la participation du pic de frottement que l'on observe dans la loi de frottement. Nous observons d'après l'analyse paramétrique que c'est le rapport $\frac{\mu_s}{\mu_d}$ qui maximise le pic de frottement dans la courbe en fonction du taux de glissement.

2.5 Conclusion

Nous avons étudié trois modèles analytiques de roulement cylindre/plan. Carter permet de calculer le taux de glissement pour une force tangentielle linéique totale imposée. Dans ce modèle la loi de frottement locale comporte seulement un coefficient de frottement μ . Ce modèle prédit que la force tangentielle dans le contact atteint un plateau pour une valeur définie de taux de glissement : $s = \frac{\mu a}{R}$. Dans ce modèle il n'y a pas de maximum local de force tangentielle, la courbe $F_t(s)$ est monotone jusqu'à atteindre le maximum $F_t = \mu F_n$.

Nous avons proposé une amélioration du modèle de Carter. Nous avons enrichi la loi de frottement locale en intégrant un coefficient de frottement statique μ_s , un coefficient de frottement dynamique, et une distance de glissement critique D_c . Comme pour le modèle de Carter ce modèle donne le taux de glissement pour une force tangentielle imposée. Dans le cas où la courbe $F_t(s)$ n'est pas monotone, pour une valeur de F_t il existe plusieurs solutions pour s . Cependant, ce modèle ne donne qu'une seule de ces solutions.

Afin de régler ce problème, nous avons opté pour un autre modèle. Dans ce modèle nous supposons que la contrainte tangentielle est due au cisaillement d'une fine couche élastique d'élastomère. Nous avons testé deux types de frottement comme pour le modèle de Carter (MCM et MCMA). Le modèle MCMA est le seul qui permette d'avoir une courbe $F_t(s)$ non monotone avec un maximum local supérieur au coefficient de frottement dynamique. En analysant numériquement différentes combinaisons de paramètres μ_s , μ_d , D_c nous avons mis en évidence que la présence d'un maximum local était liée au rapport $\frac{\mu_s}{\mu_d}$.

Il est donc possible de faire le lien entre une loi de frottement locale et des résultats en roulement glissement. Pour utiliser ce modèle, il faut donc connaître la loi de frottement locale du matériau. Nous présentons cette loi de frottement locale dans le chapitre suivant.

Chapitre 3

Étude expérimentale du contact pneu/chaussée

3.1 Introduction

Le frottement des élastomères La compréhension des phénomènes physiques spécifiques au frottement des caoutchoucs est un enjeu majeur pour les industries pneumatiques notamment pour des raisons de consommation d'énergie comme le montrent Holmberg et al. [43]. Les propriétés de frottement de ces matériaux ont été étudiées depuis plusieurs années par divers auteurs (voir par exemple [40], [7], [66]). Grosh [40] a notamment montré que la viscosité des matériaux élastomères avait une influence majeure sur leurs propriétés de frottement. Lorenz et al. [53] et Lafaye et al. [50] distinguent quant à eux deux types de dissipation dans le frottement des élastomères sur chaussée. La première est la dissipation viscoélastique comme montrée précédemment, la deuxième correspond à la dissipation due à la séparation des liaisons entre les deux surfaces lors du glissement (voir Figure 3.1).

L'interaction entre la rugosité de la chaussée et la viscosité des élastomères est importante et doit être prise en compte. En effet, c'est la rugosité de la chaussée qui impose la gamme de fréquences de sollicitation du matériau. Ces effets ont été entre autres étudiés par Persson [66] et Klüppel et Heinrich [48]. Ces études se sont intéressées à l'influence du caractère fractal de la chaussée sur le frottement des élastomères. En effet, la rugosité de la chaussée étant multi-échelles, avec des échelles de rugosité variant entre le micromètre et le centimètre, celle-ci peut être assimilée à une surface fractale auto-affine. Les auteurs ont calculé les efforts induits par le frottement d'un échantillon d'élastomère viscoélastique sur une surface auto-affine. Ils ont montré l'influence de la dimension fractale de la surface ainsi que l'influence de la vitesse de sollicitations sur le coefficient de frottement.

Klüppel et Heinrich. [48] ont modélisé la force de frottement due à l'interaction entre la fréquence de sollicitation d'un élastomère viscoélastique et une surface rugueuse auto-affine. Soit :

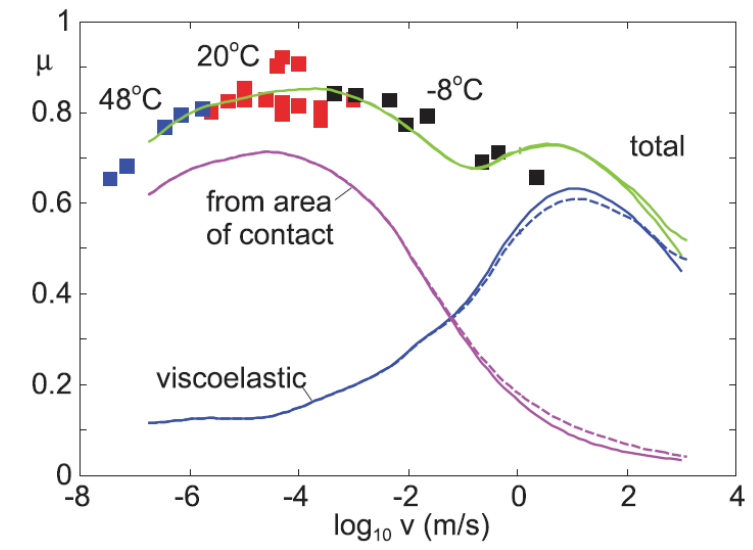


FIGURE 3.1 – Coefficient de frottement en fonction de la vitesse de glissement (mesure et simulation) extraite de Lorenz et al.[53]

H le coefficient de Hurst caractérisant la fractalité de la surface
 ξ_{\perp} la longueur de corrélation normale à la surface
 ξ_{\parallel} la longueur de corrélation parallèle à la surface
 $E''(\omega)$ le module de perte du matériau
 v la vitesse de glissement
 V le volume du matériau

Les deux longueurs de corrélation sont représentées graphiquement sur la figure 3.2 extraite de Klüppel et Heinrich [48].

La densité spectrale de déformation s'écrit :

$$S(\omega) = S_0 \left(\frac{\omega}{\omega_{min}} \right)^{-\beta} \quad (3.2)$$

avec

$$\begin{aligned}
 \omega_{min} &= \frac{2\pi v}{\xi_{\parallel}} \\
 S_0 &= \frac{H\xi_{\perp}^2}{2\pi\xi_{\parallel}} \\
 \beta &= 2H + 1
 \end{aligned} \quad (3.3)$$

Les auteurs montrent que la force de frottement entre un élastomère et cette surface est égale à :

$$F_H = \frac{V}{2(2\pi)^2} \frac{1}{v} \int E''(\omega) \cdot S(\omega) \omega d\omega \quad (3.4)$$

Selon leur modèle, pour calculer les efforts de frottement dans le cadre d'un contact entre un élastomère et une surface auto-affine, il faut donc connaître le

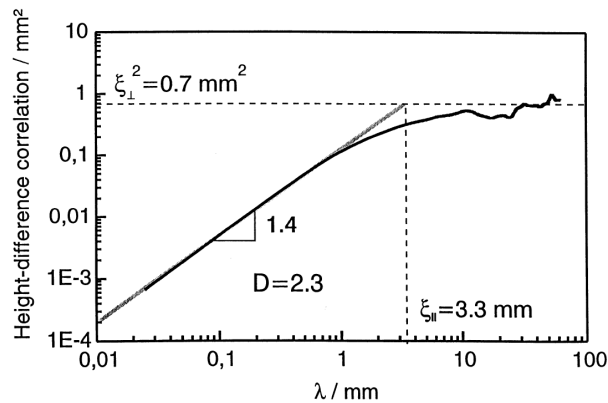


FIGURE 3.2 – Courbe d'autocorrélation d'une surface auto-affine en fonction de la longueur d'onde

module de perte du matériau et les caractéristiques topographiques de la surface auto-affine.

3.2 Le roulement des pneus

Afin de mieux comprendre le contact pneumatique/chaussée, nous avons choisi de réaliser une campagne d'expériences selon deux cinématiques différentes. En effet pour caractériser le frottement entre deux solides plusieurs types d'expériences peuvent être mis en œuvre. La plus commune consiste à mettre en glissement un contact plan/plan entre les deux solides. Un autre type d'expérience peut être la mise en roulement d'un contact cylindre/plan. L'avantage des expériences plan/plan est que leur simplicité permet une meilleure compréhension des phénomènes de frottement. Pour notre étude, les expériences en cylindre/plan sont intéressantes, car elles se rapprochent plus de la cinématique du contact pneu/chaussée. Dans le premier type d'expérience, nous considérons la mise en glissement d'un patin parallélépipédique de gomme mis en contact avec un échantillon de chaussée. Dans le deuxième dispositif, nous étudierons le roulement/glissement entre un cylindre de gomme et un échantillon de chaussée. L'objectif est de caractériser, en fonction des paramètres de l'expérience, les différentes propriétés de frottement du contact pneu/chaussée. Nous présenterons le dispositif expérimental utilisé pour les expériences en contact plan/plan. Puis, nous étudierons les résultats en fonction des paramètres de mise en glissement. Nous comparerons ensuite les propriétés de frottement pour différents types de chaussées testées. Le dispositif expérimental de roulement/glissement sera enfin présenté ainsi que les résultats pour les différents paramètres de l'étude. De la même manière que pour l'étude du contact plan/plan nous comparerons les résultats du frottement en roulement/glissement pour différents types de chaussée.

3.2.1 Le dispositif expérimental

Le dispositif expérimental LUG permet de réaliser plusieurs types d'expériences de frottement. Il a été développé afin de faire des mesures dynamiques. C'est pourquoi le système de mesure est posé sur un massif en béton. Le dispositif expérimental a été conçu afin que les premiers modes de vibrations du bâti apparaissent pour des fréquences élevées.

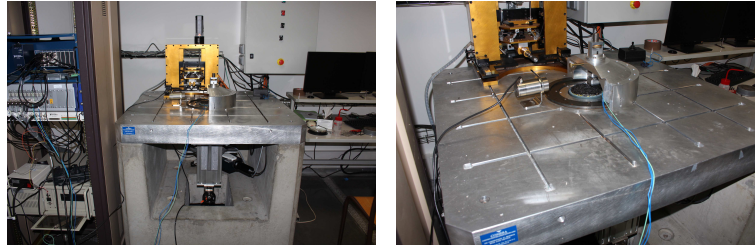


FIGURE 3.3 – Photographies du dispositif expérimental LUG

Le dispositif expérimental peut être utilisé selon deux configurations différentes. Une configuration en mise en glissement et une autre en roulement/glissement.

3.2.2 Configuration expérimentale de mise en glissement

Nous avons utilisé le dispositif LUG pour étudier la mise en glissement d'un parallélépipède de gomme de 20 mm par 20 mm et de 20 mm d'épaisseur mis en contact sur un échantillon de route. Le schéma Figure 3.4 représente la configuration expérimentale utilisée.

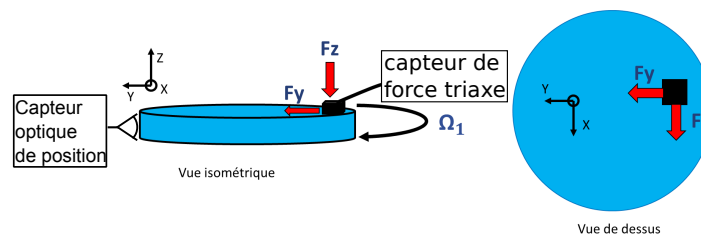


FIGURE 3.4 – Schéma de la configuration expérimentale de mise en glissement

La mise en contact est réalisée grâce à une vis qui impose la distance entre le sol et la gomme (voir figure 3.5). La mise en glissement est réalisée via la rotation du disque de chaussée. L'angle de rotation du disque est mesuré avec un capteur optique Renishaw RGA situé au niveau du disque. Les efforts induits sur le patin de gomme sont mesurés grâce à un capteur piézoélectrique trois axes PCB 260A11. La gamme de mesure est de 4.45kN pour la charge normale et de 2.2kN pour les efforts tangentiels (selon X ou Y). La précision de la chaîne de mesure est de 0.08N pour les efforts tangentiels et de 0.04 N pour les efforts normaux. La température de la gomme en sortie de contact (à 2 mm au-dessus de l'interface) est aussi mesurée grâce à un capteur infrarouge micro-epsilon KF04784. Les mesures dynamiques sont délicates à réaliser, car il faut s'assurer que les parties statiques lors du frottement, dans notre cas le dispositif de maintien de la gomme, n'entrent pas en vibration ce qui perturberait les mesures. Pour s'assurer que les premiers modes de vibrations soient

élevés une demi-sphère en acier a été conçue sur laquelle sont fixés les échantillons (voir figure 3.5). Le premier mode de vibration de cette demi-sphère apparaît à 2000 Hz.

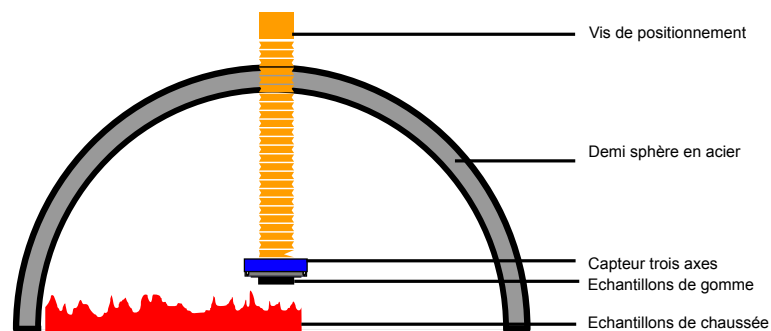


FIGURE 3.5 – Schéma de la demi-sphère de positionnement utilisée pour la configuration en mise en glissement du LUG

Le capteur piézoélectrique

Le capteur piézoélectrique permet de réaliser des mesures dynamiques des efforts. Afin d'évaluer la fréquence d'acquisition maximale que nous pouvons choisir pour réaliser les mesures, nous avons enregistré la réponse à une impulsion du capteur triaxe PCB 260A11.

Une impulsion est donnée dans la direction de mesure du capteur (X, Y ou Z), par un marteau "de choc" lui-même instrumenté. Nous mesurons ainsi la force en entrée et la réponse en sortie.

La réponse temporelle à cette impulsion est représentée figure 3.6

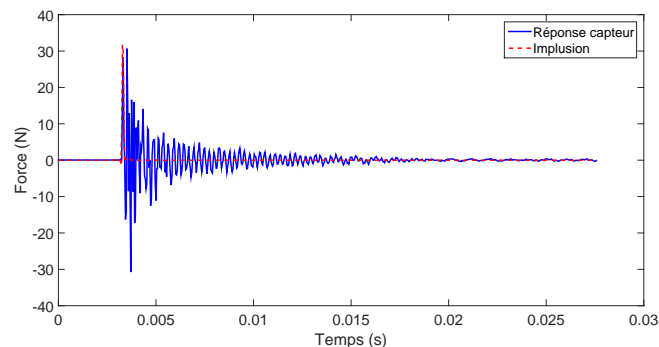


FIGURE 3.6 – Réponse impulsionnelle du capteur piézoélectrique de force dans la direction X

La figure 3.7 représente la transformée de Fourier de cette réponse.

Nous observons que la première fréquence de résonance est de 3150 Hz. Ce qui signifie qu'au-delà de cette fréquence le capteur devient intrusif. Nous ne connaissons pas a priori la fréquence des phénomènes que nous allons observer, c'est pourquoi nous voulons utiliser la plus large bande passante de notre système. La fréquence d'acquisition doit donc être supérieure à 3000 Hz. Pour respecter le théorème de Shannon qui veut que la fréquence d'acquisition soit supérieure au double de la fréquence du mode, nous avons choisi une fréquence de 6300 Hz. Nous avons vu que le premier mode de la cloche se situe autour de 2000 Hz. Cependant ce premier

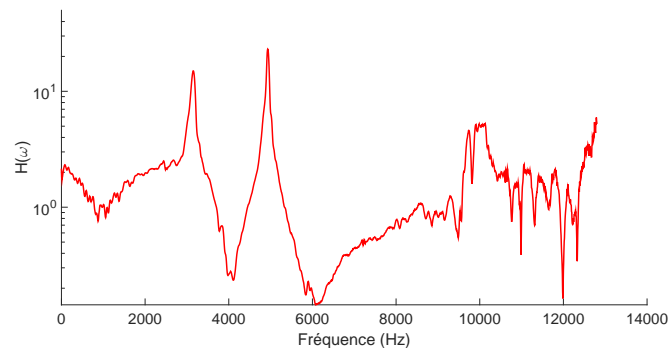


FIGURE 3.7 – Contenu fréquentiel de la réponse en fréquence du capteur de force dans la direction X

mode, bien qu'il soit inférieur à la fréquence d'acquisition que nous avons choisie, a une amplitude faible et ne va donc pas perturber la mesure.

3.2.2.1 Les limites du dispositif expérimental

Vitesse réelle

Le dispositif que nous avons utilisé comporte certaines limites. En effet plusieurs paramètres de la mise en glissement sont source d'incertitude. Le premier paramètre important est la vitesse de glissement. À partir des données de position angulaire de la chaussée nous calculons sa vitesse instantanée (voir figure 3.8).

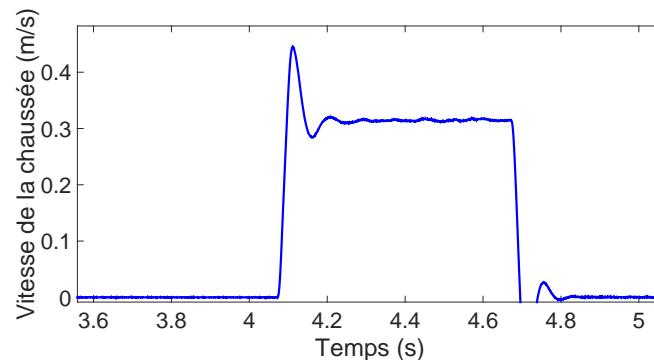


FIGURE 3.8 – Évolution typique de la vitesse de la chaussée au cours d'une expérience de mise en glissement pour une consigne de 0.31 m/s

Nous observons que la vitesse augmente rapidement, mais de ce fait elle dépasse la consigne pour ensuite diminuer et se stabiliser.

La figure 3.9 représente la vitesse imposée ainsi que la vitesse atteinte lors du pic de frottement

Cet écart peut être de 40% par rapport à la consigne.

Âge du contact

Nous avons aussi mesuré pour chaque mise en glissement l'âge du contact. Pour calculer l'âge du contact, nous avons considéré que cela correspondait à la durée pendant laquelle la vitesse de la chaussée était nulle. La figure 3.10 représente l'âge

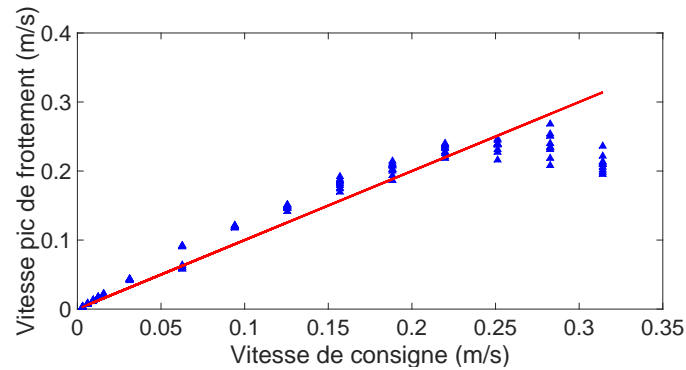


FIGURE 3.9 – Vitesse de la chaussée lors du pic de frottement en fonction de la vitesse de consigne. En rouge est représentée la droite de pente 1

du contact en fonction de la vitesse. Nous observons qu'il existe trois niveaux d'âge de contact. Cette discrétisation est liée à la discrétisation de notre échantillonnage.

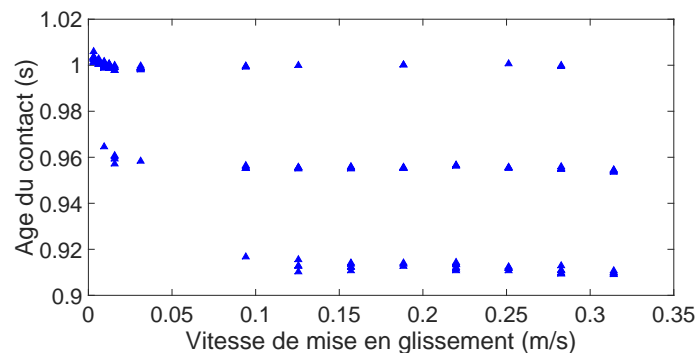


FIGURE 3.10 – Âge du contact pour chaque mise en glissement.

La consigne pour l'âge du contact est de 1s. En moyenne l'écart est de 0.03s par rapport à cette consigne.

Effet de la contrainte initiale

Une autre incertitude peut s'ajouter, celle liée à la contrainte de cisaillement initiale avant mise en glissement. En effet, lors des expériences de "stop-and-go" entre deux mises en glissement il est possible que la contrainte de cisaillement de l'interface ne soit pas nulle, car le contrôle en position du moteur n'est pas parfait et donc une petite variation par rapport à la position initiale génère une contrainte de cisaillement. Il a été montré par Bureau et al. [20] que la contrainte de cisaillement initiale a un effet sur le frottement et sur la pente de la courbe de frottement en fonction de l'âge du contact (voir figure 3.11)

3.2.3 Configuration expérimentale de roulement/glisement

Dans l'industrie, afin d'étudier l'adhérence des pneus, ceux-ci sont soumis à des tests de freinage qui permettent de déterminer si l'adhérence du pneu est suffisante. Au cours de ce test un pneu est tracté via une remorque instrumentée qui mesure les efforts subis par le pneu. Ce dernier est ensuite freiné progressivement jusqu'à ce que la roue soit bloquée. Le principe de la deuxième configuration expérimentale

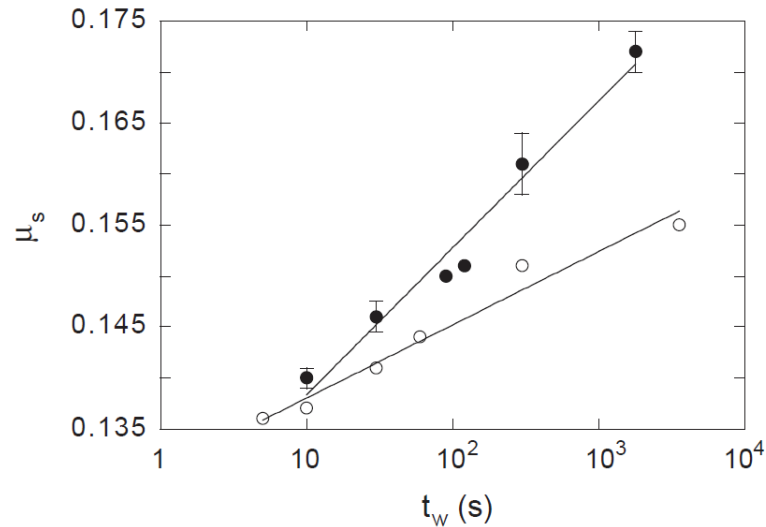


FIGURE 3.11 – Coefficient de frottement statique en fonction de l'âge du contact, les points noirs correspondent aux expériences avec un cisaillement initial non nul et les points blancs avec un cisaillement nul (figure extraite de [20]).

utilisée dans cette thèse s'inspire de cette expérience pour parcourir différents points de fonctionnement du pneu, du cas où la roue est bloquée (il y a glissement pur entre les deux solides), au cas où la chaussée est bloquée (la roue patine sur elle, ce qui est un deuxième cas de glissement pur), en passant par le cas où la roue et la chaussée vont à la même vitesse (condition de roulement pur). Lors de ces expériences, un cylindre de gomme est mis en contact avec le même échantillon de chaussée. Les deux solides sont mis en rotation par deux moteurs distincts, de sorte que les vitesses de ceux-ci soient indépendantes. Ainsi, nous pouvons contrôler la vitesse de glissement entre les deux solides. Le schéma de la configuration expérimentale est présenté figure 3.12.

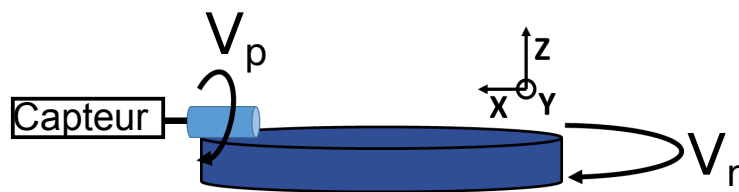


FIGURE 3.12 – Schéma de la configuration de roulement/glisement

Mesure des efforts

Les différents efforts subis par le cylindre sont mesurés via six capteurs de force TEI FSB101. La température de la gomme en sortie de contact est aussi mesurée avec le même capteur infrarouge que pour les expériences de mise en glissement. Le capteur est situé à 2 mm au-dessus de l'interface. Le système de mesure est constitué de six capteurs disposés comme sur la figure 3.13.

Les différents capteurs sont identifiés par les numéros de 1 à 6. Ce dispositif de mesure est relié à un axe motorisé sur lequel le cylindre de gomme est ensuite fixé (voir figure 3.14).

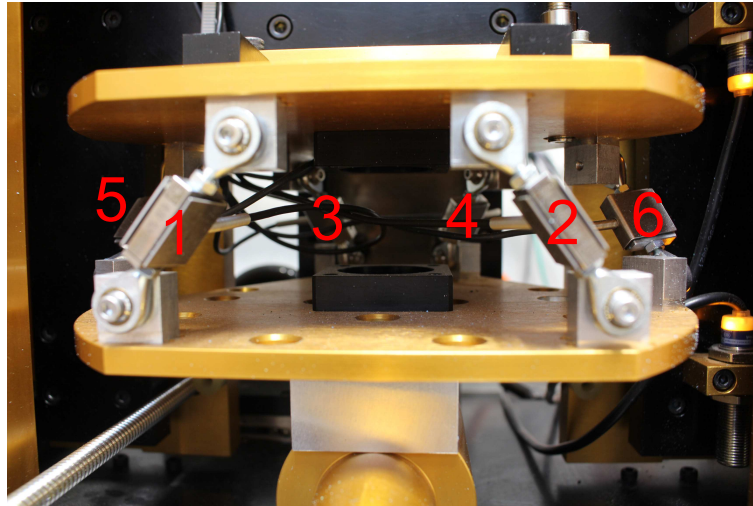


FIGURE 3.13 – Photographie du dispositif de mesure du torseur des efforts de contact (hexapode)



FIGURE 3.14 – Photographie de l'axe motorisé sur lequel est fixé le cylindre de gomme

Le système permet de mesurer le torseur des efforts constitué des trois forces F_x, F_y, F_z , et des trois moments M_x, M_y, M_z . L'étalonnage se fait en mesurant à l'aide d'un capteur déjà étalonné les efforts selon plusieurs directions et à différentes positions le long de l'axe (voir Figure 3.15).

Le cylindre figure 3.15 représente l'axe sur lequel est fixé le cylindre d'élastomère. Les efforts représentés montrent les différentes positions de l'axe sur lesquelles sont appliqués les efforts pour étalonner le capteur. Ces mesures nous permettent de définir la matrice de passage P entre les mesures en volts (lettres en minuscules) et les efforts appliqués (lettre en majuscules).

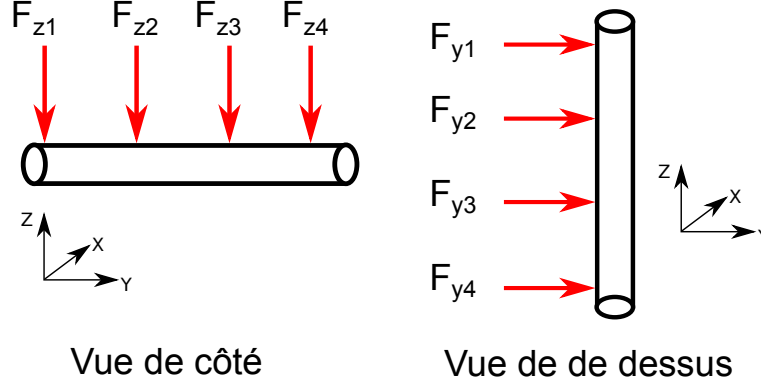


FIGURE 3.15 – Schéma des points de mesure servant à l'étalonnage du capteur six axes

$$\begin{bmatrix} F_x \\ F_y \\ F_z \\ M_x \\ M_y \\ M_z \end{bmatrix} = P \cdot \begin{bmatrix} f_x \\ f_y \\ f_z \\ m_x \\ m_y \\ m_z \end{bmatrix} \quad (3.5)$$

La matrice de passage P est une matrice 6x6 définis comme suit :

$$P = (p_{i,j})_{1 \leq i \leq 6, 1 \leq j \leq 6} \quad (3.6)$$

En prenant par exemple les mesures selon l'axe z . Nous avons :

$$F_z = p_{3,3} \cdot f_z + p_{3,5} \cdot m_y \iff F_z = p_{3,3} \cdot f_z + p_{3,5} \cdot L \cdot f_z \quad (3.7)$$

Avec L , la longueur du bras de levier par rapport à la fixation de l'axe. En faisant plusieurs points de mesure, une régression linéaire nous permet de déterminer l'ensemble des coefficients de la matrice de passage.

Principe des expériences

Les deux solides étant montés sur des axes motorisés nous pouvons faire varier indépendamment la vitesse de la chaussée et celle du cylindre de gomme. Nous définissons plusieurs vitesses au cours de l'expérience :

- V_r la vitesse du cylindre de gomme à sa surface
- V_p la vitesse de la chaussée au point de contact
- $V_e = \frac{V_r + V_p}{2}$: la vitesse d'entraînement

Nous notons aussi le taux de glissement $s = \frac{V_r - V_p}{V_p}$. L'expérience permet de mesurer les efforts induits sur le cylindre de gomme en fonction du taux de glissement, en gardant une vitesse d'entraînement constante. Pour chaque valeur du taux glissement, nous calculons la moyenne du coefficient de frottement sur un tour de disque. Nous avons donc :

$$\mu(s) = \left\langle \frac{F_x}{F_z} \right\rangle \quad (3.8)$$

Un exemple de l'évolution du coefficient de frottement en fonction du taux de glissement est présenté figure 3.16.

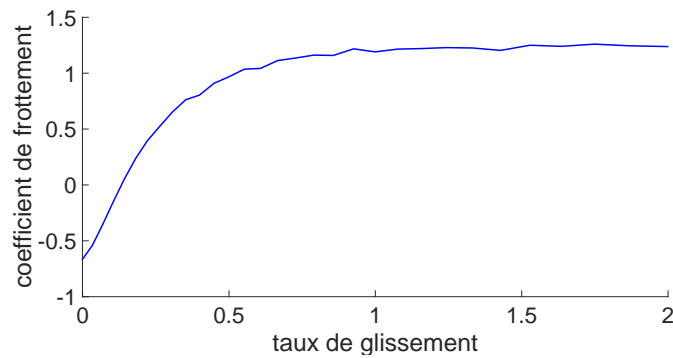


FIGURE 3.16 – Évolution typique du coefficient de frottement en fonction du taux de glissement

3.2.4 Les échantillons de gommés

Le patin de gomme est un élastomère utilisé par Michelin. Les échantillons ont été réalisés dans le laboratoire à Michelin, la procédure est la suivante :

- La gomme non vulcanisée est placée dans un moule
- le moule est placé entre deux plaques chauffantes et mis en pression à 2 bars
- la pression est maintenue pendant 90 min et la température est de 150 °C
- l'échantillon est ensuite démoulé

Le chauffage de la gomme et le maintien en pression permettent la vulcanisation de la gomme. En effet dans la gomme sont ajoutées des particules de soufre. Lors du chauffage ces particules de soufre vont créer des liaisons entre les différentes chaînes de polymères et rendre la gomme plus rigide. La gomme est moulée sur un support en aluminium. Afin d'assurer le maintien de la gomme sur l'aluminium, de la colle spécifique est mise sur la plaque d'aluminium avant la vulcanisation. Un schéma de l'échantillon de gomme est représenté figure 3.17.



FIGURE 3.17 – Schéma d'un échantillon de gomme

La gomme est viscoélastique, cela signifie que son comportement mécanique dépend de la vitesse de déformation, de la température et de l'histoire de la sollicitation. Sous hypothèse d'un comportement linéaire, nous pouvons écrire :

$$\sigma(\alpha \cdot \varepsilon_1 + \beta \cdot \varepsilon_2) = \alpha\sigma(\varepsilon_1) + \beta\sigma(\varepsilon_2), \quad (3.9)$$

avec ε la déformation et σ la contrainte. Supposons un tel matériau soumis à une superposition de déformation de la même forme que montré figure 3.18.

D'après le principe de superposition de Boltzmann, la réponse totale à cette sollicitation est la somme des réponses individuelles. De sorte que :

$$\sigma(t) = \sum_{i=1}^n \Delta\sigma_i(t) = \sum_{i=1}^n E(t - t_i)\Delta\varepsilon_i(t_i) \quad (3.10)$$

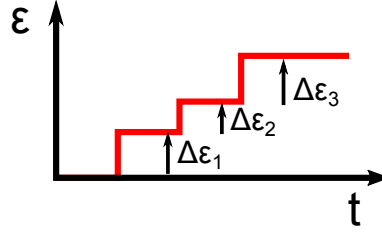


FIGURE 3.18 – Exemple de déformations successives appliquées au matériau

où les t_i sont les instants auxquels sont appliqués les échelons de déformation et $E(t)$ la fonction de relaxation à l'instant t . Toute l'histoire de la déformation a donc une influence sur la réponse en contrainte du matériau. En passant à la limite des incréments de déformations infinitésimaux sur l'équation précédente, on prend en compte l'histoire entière du matériau.

$$\sigma(t) = \lim_{\Delta\varepsilon_i(t_i) \rightarrow 0} \sum_{i=0}^n E(t - t_i) \Delta\varepsilon_i(t_i) = \int_{\varepsilon(-\infty)}^{\varepsilon(t)} E(t - t') d\varepsilon(t') \quad (3.11)$$

De plus on a : $d\varepsilon(t') = \frac{d\varepsilon(t')}{dt'} dt' \stackrel{def}{=} \dot{\varepsilon}(t') dt'$. Par cette égalité on peut écrire :

$$\sigma(t) = \int_{-\infty}^t E(t - t') \dot{\varepsilon}(t') dt' \quad (3.12)$$

Pour caractériser le comportement en fréquence des matériaux, une analyse mécanique dynamique est réalisée (AMD ou DMA en anglais). Le principe du test est d'imposer au matériau une déformation sinusoïdale :

$$\varepsilon(t) = \varepsilon_0 \cdot \cos(\omega t) \quad (3.13)$$

Nous définissons :

$$\varepsilon(t) = \Re[\varepsilon_0 \cdot e^{i\omega t}], \quad (3.14)$$

avec \Re l'opérateur partie réelle.

D'après l'équation 3.12 nous pouvons écrire :

$$\sigma(t) = \Re\left[\int_{-\infty}^t E(t - t') i\omega \varepsilon_0 e^{i\omega t'} dt'\right] \quad (3.15)$$

Soit $\sigma^*(t)$ de telle sorte que $\sigma(t) = \Re[\sigma^*(t)]$. En faisant le changement de variable $\tau = t - t'$ dans l'équation 3.15 nous avons :

$$\sigma^*(t) = \int_0^{\infty} E(\tau) i\omega \varepsilon_0 e^{i\omega(t-\tau)} d\tau \quad (3.16)$$

alors

$$\sigma^*(t) = \varepsilon(t) \int_0^{\infty} i\omega E(\tau) e^{-i\omega\tau} d\tau \quad (3.17)$$

Nous définissons alors le module complexe :

$$E^*(\omega) = \int_0^{\infty} i\omega E(\tau) e^{-i\omega\tau} d\tau \quad (3.18)$$

À partir de ce module complexe, nous définissons deux modules, le module de conservation E' et le module de perte E'' définis comme :

$$\begin{aligned} E'(\omega) &= \Re[E^*] \\ E''(\omega) &= \Im[E^*] \end{aligned} \quad (3.19)$$

avec $\Im[x]$ la partie imaginaire d'un nombre complexe x . Le module de conservation correspond à la partie élastique du comportement tandis que le module de perte correspond à la partie visqueuse du comportement. Ainsi la DMA permet de mesurer ces deux grandeurs pour chaque fréquence de sollicitation. En pratique il est difficile de faire des sollicitations sur une plage de fréquences très grande : on utilise alors le principe d'équivalence temps-température. En effet, Williams et al. [89] ont montré qu'il existait une équivalence entre le comportement des matériaux viscoélastiques en fonction de la fréquence de sollicitation et leur comportement en fonction de la température. Ils obtiennent :

$$\begin{aligned} E'(\omega, T) &= E'(a_T \omega, T_0) \\ \text{avec } \log a_T &= \frac{C_1(T - T_0)}{C_2 + (T - T_0)} \end{aligned} \quad (3.20)$$

L'évolution typique du module de conservation en fonction de la fréquence de sollicitation pour plusieurs températures est schématisée figure 3.19.

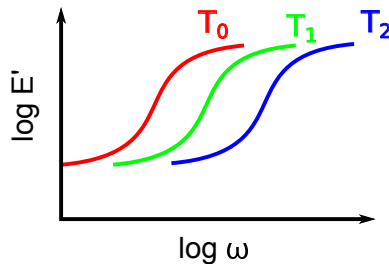


FIGURE 3.19 – Schéma de l'évolution du module de conservation pour trois températures

Une simple translation horizontale permet de connaître le module de conservation pour une température différente. Ainsi dans la pratique pour faire une DMA le matériau est sollicité sur une plage de fréquences, ceci pour plusieurs températures. À partir de ces résultats, en utilisant l'équivalence temps-température la courbe "complète", que l'on appelle courbe maîtresse (master curve) est reconstruite.

La courbe maîtresse pour le matériau utilisé dans nos expériences est représentée figure 3.20.

Nous observons que le matériau se rigidifie avec la fréquence de sollicitation. Le maximum de dissipation se produit pour une pulsation de $6.2 \times 10^7 \text{ rad/s}$.

3.2.5 Caractérisation des échantillons de chaussée

Les échantillons de chaussée ont été réalisés au sein du laboratoire CEREMA à Angers. Les échantillons sont des répliques des types de chaussée que l'on retrouve majoritairement en France. Trois types de routes ont été testés : BBTM 0/6, BBSG 0/10, BBTM 0/10. Les deux types d'enrobages sont le BBTM acronyme de béton bitumineux très mince et le BBSG acronyme de béton bitumineux semi-grenu. Les

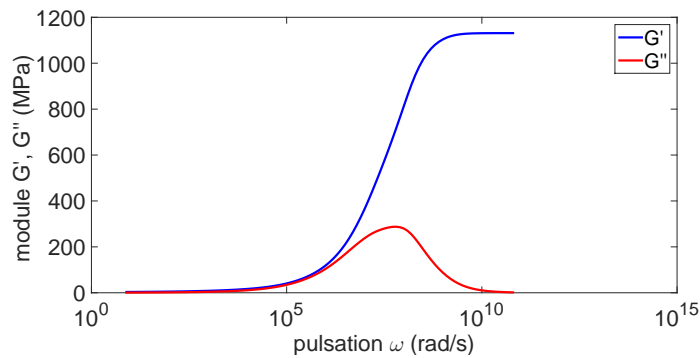


FIGURE 3.20 – Réponse en fréquence de l'élastomère utilisé dans nos expériences, courbe maîtresse à 20°C

numéros correspondent à la granulométrie des enrobés. Pour les échantillons 0/6, cela signifie que la taille des grains est comprise entre 0 et 6 mm et pour les enrobés identifiés 0/10, la taille des grains est comprise entre 0 et 10 mm.

BBTM 0/6 BBTM 0/10 BBSG 0/10



FIGURE 3.21 – Photographie des trois types de chaussée utilisés

Les échantillons de route sont des cylindres de diamètre 90 mm et d'épaisseur 15 mm. Ces échantillons sont ensuite enrobés d'une résine et fixés sur un insert en aluminium, afin d'être fixés sur le porte-échantillon du dispositif expérimental. Avant d'enrober l'échantillon des vis sont disposées en contact avec le bas du cylindre de chaussée afin de corriger les défauts de planéité qu'il peut y avoir lors de la découpe des disques de route. Pour ce faire, la surface rugueuse de la chaussée est placée face rugueuse sur un plan. L'insert en aluminium est positionné à la hauteur voulue grâce au moule. Les vis sont ensuite vissées dans les trous taraudés de l'insert en aluminium jusqu'à entrer en contact avec la chaussée. Par cette méthode, nous nous assurons que le plan moyen de la chaussée, soit parallèle à l'insert en aluminium lorsque l'on retourne l'ensemble échantillon/insert, comme montré figure 3.22. La résine est ensuite coulée dans le moule pour fixer l'ensemble. Les vis sont retirées lorsque la résine est solidifiée.

En plus de corriger certains défauts de fabrication et de permettre la fixation sur le banc d'essai, l'enrobage dans la résine est nécessaire, car il apporte une tenue mécanique indispensable à la chaussée. En effet sans cette résine, la chaussée flue

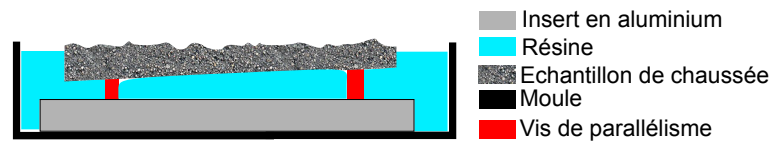


FIGURE 3.22 – Schéma de l'enrobage de la chaussée

rapidement sous son propre poids.

3.2.6 Étude topographique de la chaussée

Pour chaque échantillon utilisé, une analyse topographique a été réalisée. Plusieurs méthodes de caractérisation de la topographie existent, une revue des paramètres statistiques des surfaces rugueuses a été faite par Robbe-Valloire [74]. Nous avons utilisé un profilomètre laser pour mesurer la topographie des échantillons de chaussée. Le fonctionnement de l'appareil est schématisé figure 3.23.

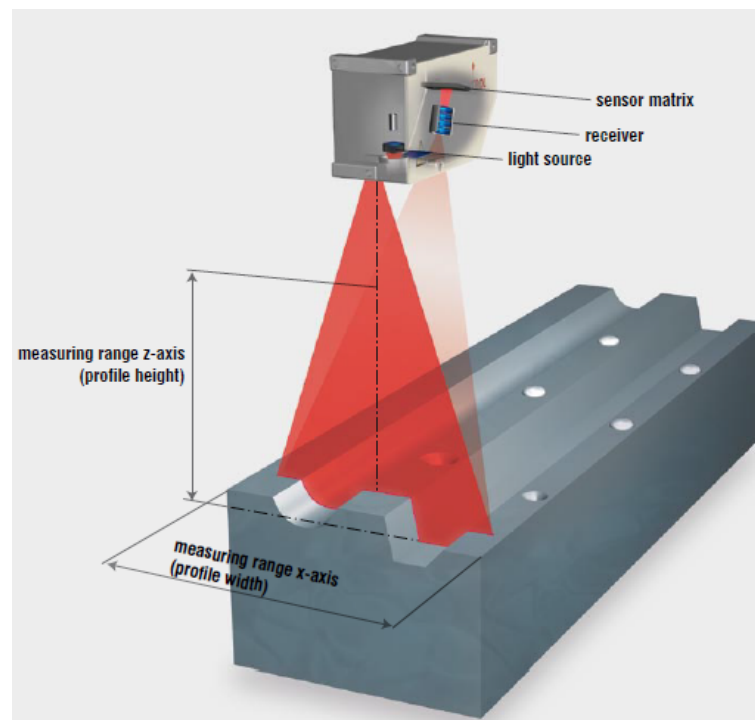


FIGURE 3.23 – Schéma de fonction du profilomètre laser utilisé extrait de la documentation fourni par le constructeur [57].

Le fonctionnement du profilomètre est le suivant. Une nappe laser est projetée sur la surface à mesurer. La partie réfléchiée est partiellement captée par un capteur CCD qui va mesurer la distance au capteur par triangulation. Ce faisant la mesure donne la hauteur et l'abscisse de chaque point de la ligne d'interaction entre la surface et la nappe laser. Ce profilomètre est monté sur un axe motorisé permettant son déplacement sur une course de $6m$.

Les caractéristiques du capteur sont les suivants :

1. pas d'échantillonnage : $0.1mm$
2. résolution verticale : $0.05mm$

Les résultats des mesures pour les différents types de chaussées sont représentés figures 3.24, 3.25 et 3.26.

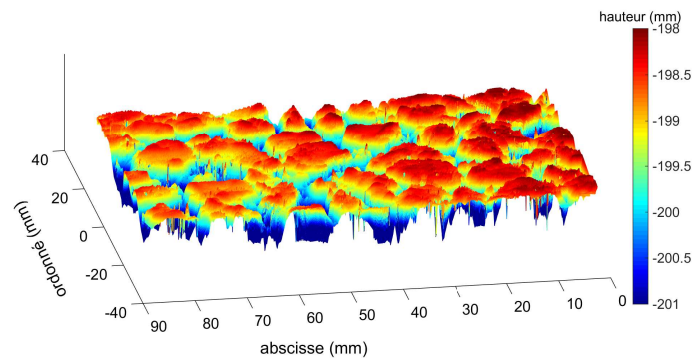


FIGURE 3.24 – Topographie d'un échantillon de route BBTM 0/10 mesuré par profilométrie laser

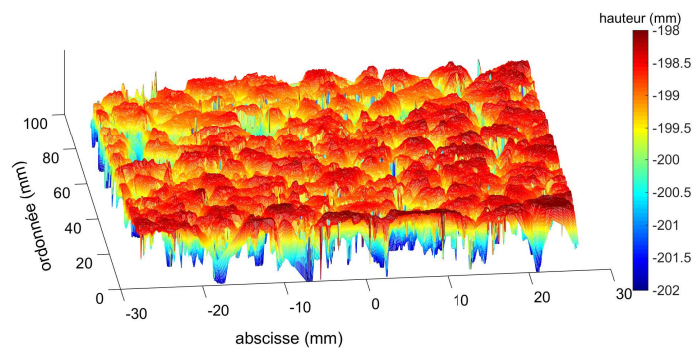


FIGURE 3.25 – Topographie d'un échantillon de route BBTM 0/6 mesuré par profilométrie laser

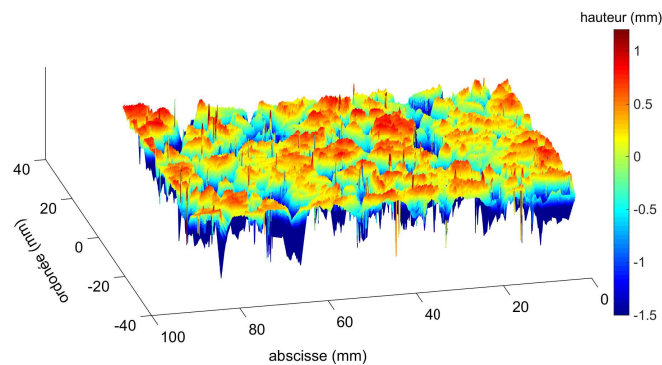


FIGURE 3.26 – Topographie d'un échantillon de route BBSG 0/10 mesuré par profilométrie laser

À partir de ces mesures, nous avons calculé les distributions des hauteurs de ces surfaces rugueuses (voir figure 3.27).

Les différents paramètres qui caractérisent les surfaces rugueuses ont été calculés à partir de la mesure au profilomètre laser. Prenons une topographie sur une zone de longueur a selon l'axe X et de largeur b selon Y . Notons $h(x, y)$ l'altitude de cette topographie. Les différents paramètres calculés sont :

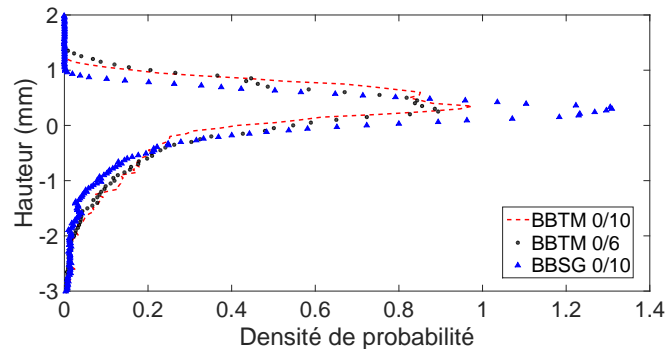


FIGURE 3.27 – Distribution de probabilité des hauteurs d'aspérité pour les différents échantillons

La moyenne quadratique des hauteurs, R_q , définie par l'équation suivante :

$$R_q = \sqrt{\frac{1}{ab} \int_0^a \int_0^b h(x, y)^2 dx dy} \quad (3.21)$$

Le coefficient d'asymétrie, R_{sq} , qui s'écrit :

$$R_{sq} = \frac{1}{abR_q^3} \int_0^a \int_0^b h(x, y)^3 dx dy \quad (3.22)$$

Ce coefficient définit l'asymétrie de la surface. C'est-à-dire qu'il permet de voir si la surface est composée de plus de "trous" c'est-à-dire de "structures" situées sous le plan médian, ou s'il y a plus de "bosses" dans le cas contraire. Si R_{sq} est négatif alors la surface a plus de trous et si R_{sq} est positif c'est l'inverse. Dans le cas d'une distribution gaussienne, nous avons un R_{sq} nul, car la distribution est symétrique

Le coefficient d'aplatissement, R_{ku} , qui s'écrit :

$$R_{ku} = \frac{1}{abR_q^4} \int_0^a \int_0^b h(x, y)^4 dx dy \quad (3.23)$$

Ce coefficient mesure si la distribution des hauteurs est plutôt large ou au contraire plus piquée. Pour une distribution gaussienne des hauteurs R_{ku} est égal à 3. Si R_{ku} est supérieur à 3 alors la distribution des hauteurs est pointue. Au contraire si R_{ku} est inférieure à 3 alors la distribution des hauteurs est plate.

Paramètre de rugosité	R_q (mm)	R_{sq}	R_{ku}
Type de sol			
BBSG 0/10	0.52	-3.17	20.81
BBTM 0/10	0.55	-1.85	9.60
BBTM 0/6	0.52	-1.92	10.76

TABLE 3.1 – Caractéristiques topographiques des différents types d'échantillons

Pour les trois types de sol nous retrouvons des R_q du même ordre de grandeur. Le coefficient d'asymétrie R_{sq} négatif et la grande valeur de R_{ku} des trois surfaces montre que les surfaces sont plutôt planes avec des aspérités situées en dessous du plan moyen.

Pour accéder à des propriétés latérales (dans le plan) des topographies, nous avons aussi calculé la densité spectrale de puissance (DSP) des différentes surfaces. Cette densité spectrale de puissance est représentée figure 3.28.

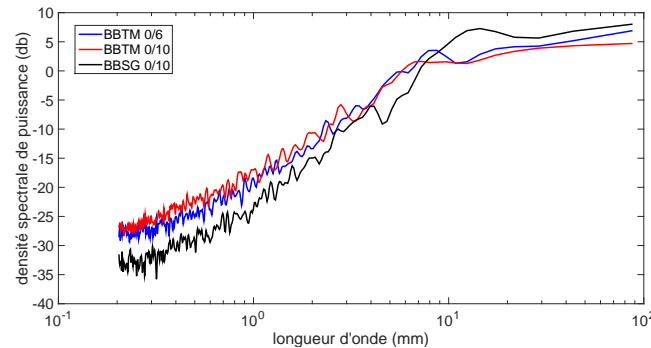


FIGURE 3.28 – Densité spectrale de puissance pour chaque échantillon

Nous observons dans ces DSP un maximum de puissance spectrale pour une longueur d'onde qui correspond à peu près à la taille des grains. Dans le cas du BBSG 0/10 on retrouve un pic autour de 14mm . Pour le BBTM 0/6 le pic se trouve autour de 8mm . Nous remarquons que le pic de la DSP se trouve à une longueur d'onde légèrement supérieure à la taille des grains.

3.3 Résultats des expériences de mise en glissement

Afin de caractériser les propriétés de frottement du contact, il faut définir les variables qui pilotent le frottement. Il a été montré par Rice et Ruina [71] et aussi par Baumberger et Caroli [9] que le comportement en frottement dépend fortement de la vitesse de mise en glissement et du vieillissement du contact, c'est-à-dire le temps pendant lequel les deux solides sont en contact statique. Afin d'étudier l'influence de ces deux paramètres, nous avons réalisé des expériences de "stop and go" en modifiant systématiquement la vitesse de glissement et le temps de contact. Le principe de l'expérience est le suivant :

le patin de gomme est mis en contact avec la chaussée, après un temps d'attente contrôlé la route est ensuite mise en rotation à une vitesse constante sur un tour de disque et s'arrête pendant un temps t_c et ceci dix fois. La figure 3.29 schématise l'évolution de la vitesse de rotation Ω du disque au cours de l'expérience.

La réponse du moteur à cette commande en vitesse est donnée figure 3.30 pour une consigne de 0.3 m/s .

Nous remarquons que la vitesse de la chaussée dépasse transitoirement la consigne pour ensuite se stabiliser. Nous avons fait le choix d'une accélération rapide pour que le cisaillement se produise à la vitesse imposée, mais cela induit ce dépassement de la consigne le temps de la stabilisation du système.

Le temps de contact t_c varie entre 0.1s et 10s . La vitesse de mise en glissement varie, elle entre $3.14 * 10^{-3}\text{ m/s}$ et 0.314 m/s .

Grâce au capteur de force, nous mesurons l'évolution temporelle des différentes forces (voir figure 3.31).

Nous remarquons que le cisaillement du patin se fait bien selon une seule direction, X , qui est celle du glissement. En effet les efforts selon l'axe Y sont négligeables

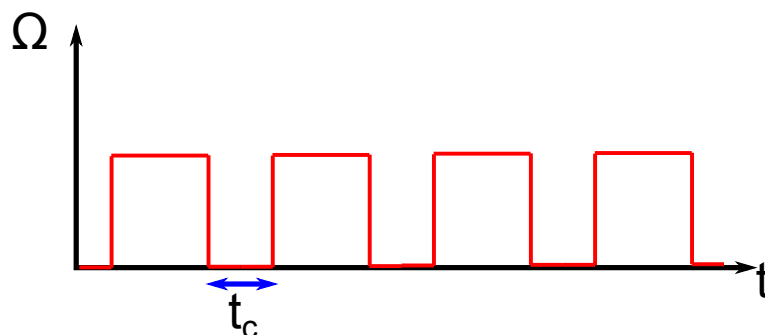


FIGURE 3.29 – Schéma de l'évolution de la vitesse de rotation de l'échantillon de route au cours du temps

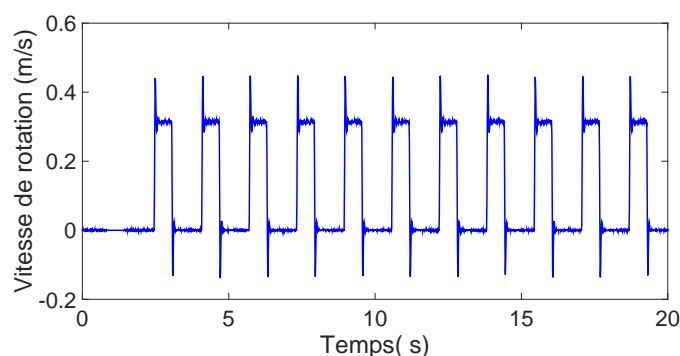


FIGURE 3.30 – Vitesse instantanée de la route pour une consigne de $0.3m/s$ soit 100 tours/min

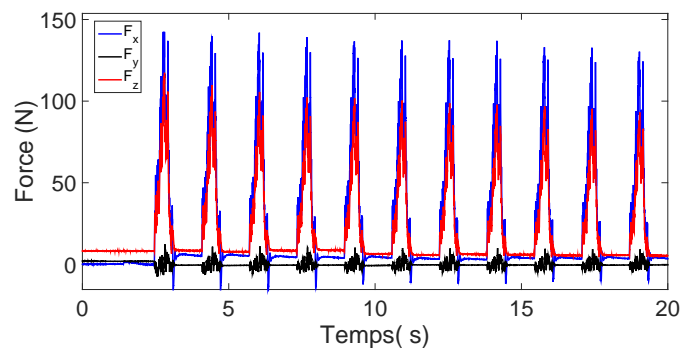


FIGURE 3.31 – Évolution temporelle des efforts pour une consigne de $0,3m/s$ soit 100 tours/min

par rapport aux efforts selon X et Z . Pour chaque expérience, nous calculons le rapport instantané des efforts $\mu(t) = \frac{F_x(t)}{F_z(t)}$ au cours du temps. Nous pouvons faire ce rapport instantané, car les deux mesures sont synchronisées, car nous utilisons le même capteur pour faire les deux mesures. De cette courbe sont extraites trois valeurs pour caractériser le frottement. μ_s qui correspond au pic de frottement au début de la mise en glissement, μ_d correspond au plateau de frottement lorsque le frottement est stationnaire et enfin D_c qui correspond à la distance glissée entre le pic de frottement et le plateau dynamique. Les trois grandeurs sont présentées sur la figure 3.32.

Sensibilité à la position initiale du patin d'élastomère

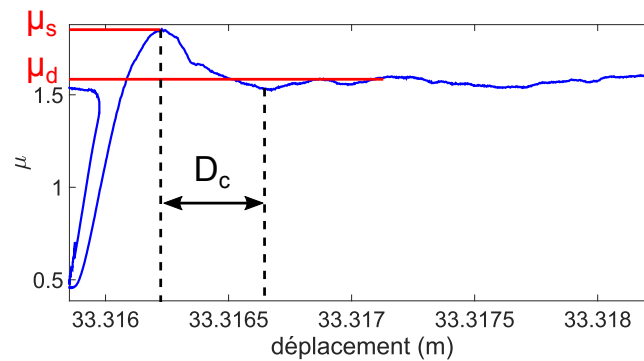


FIGURE 3.32 – Valeurs caractérisant le frottement

Afin de vérifier la sensibilité des expériences à la position initiale du patin d'élastomère sur la chaussée, nous avons effectué l'expérience pour 8 points initiaux différents. Pour chaque expérience nous mesurons le coefficient de frottement statique. Le protocole du test est le suivant :

- le pain de gomme est mis en contact avec la chaussée
- la distance gomme/chaussée est contrôlée pour qu'au début de l'expérience la force normale soit de 15 N
- la chaussée est mise en rotation à vitesse v constante pendant 11 tours avec entre chaque tour un temps d'attente t_c de 1s
- La chaussée est mise en rotation d'un huitième de tour pour la position suivante

Ce protocole permet d'évaluer la dispersion des résultats pour une même position initiale et de la comparer avec la dispersion due au changement de position. Les résultats sont représentés figure 3.33.

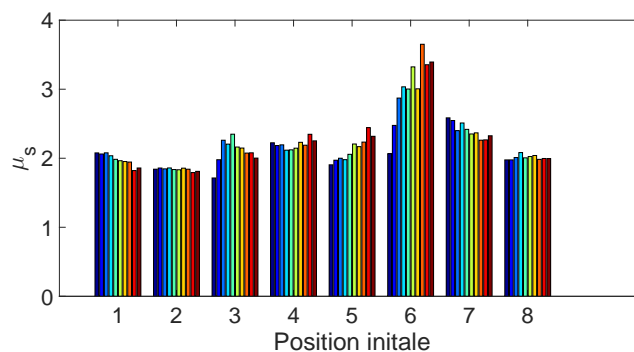


FIGURE 3.33 – Coefficient de frottement statique pour différentes positions initiales

Nous remarquons que lorsque la position est stable la variation du coefficient de frottement reste faible, sauf pour la position 6. L'écart type est calculé pour chaque position ce qui nous donne une valeur d'écart type moyenne de 0.09. L'écart type lorsque la position varie, lui, est de 0.2. Ainsi lorsque la position initiale varie, nous ajoutons une dispersion du coefficient de frottement statique non négligeable ($\approx 10\%$)

Nous avons donc choisi de bien identifier la position initiale et de la conserver pour chaque expérience. Ainsi chaque mise en glissement se fait sur un tour complet

pour retourner à la position initiale. Pour réaliser l'expérience de "stop-and-go", deux méthodes de contrôle du moteur sont possibles : le contrôle en déplacement ou le contrôle en vitesse. Nous avons choisi d'imposer le déplacement. L'expérience se déroule ainsi :

1. Nous imposons un déplacement d'un tour au moteur
2. Un temps d'attente est fixé
3. L'opération est répétée.

Afin que la vitesse imposée soit atteinte le plus rapidement possible et aussi pour que le moteur s'arrête le plus rapidement possible, l'accélération et la décélération sont fixées à leurs valeurs maximales soit $10000 \text{ }^\circ/s^2$. Nous avons choisi la méthode de contrôle en déplacement afin de nous assurer que la position initiale lors de la mise en glissement restait la même. Ainsi les seuls paramètres qui varient lors des différentes expériences sont la vitesse de mise en glissement et le temps de contact.

Le protocole expérimental que nous avons réalisé est le suivant :

- le pain de gomme est mis en contact avec la chaussée
- la distance gomme/chaussée est contrôlée pour qu'au début de l'expérience la force normale soit de 10 N
- la chaussée est mise en rotation à vitesse v constante pendant 11 tours avec entre chaque tour un temps d'attente t_c

La répétition des tours permet d'avoir, pour un même couple (vitesse, temps de contact), dix résultats de mise en glissement.

3.3.1 Effet de la couche superficielle de bitume

Il a été montré par Tang [84] que les propriétés de frottement du couple pneu/chaussée varient au cours de la vie de la chaussée. En effet au début de la vie d'une nouvelle chaussée l'usure des premiers véhicules décape la couche superficielle de bitume présente sur la chaussée. Afin de tester cet effet sur nos échantillons, nous avons fait des essais de frottement avec un échantillon neuf et un échantillon duquel la couche de bitume superficielle a été enlevée. En utilisant une brosse métallique, il est possible d'enlever cette couche sans modifier significativement la topographie de l'échantillon. Les résultats sont présentés figure 3.34.

Nous avons utilisé la méthode de "stop-and-go" pour que dans les deux cas la mesure du coefficient de frottement statique se fasse pour le même âge du contact. Chaque point représente une valeur de coefficient de frottement statique. Pour chaque essai nous avons fait dix mesures de coefficient de frottement statique. Chaque essai a été réalisé 5 fois.

Nous observons que pour l'échantillon neuf la dispersion des résultats est bien plus grande que pour l'échantillon décapé. De plus pour l'échantillon décapé les valeurs de coefficient de frottement statique sont bien plus faibles. Cela peut s'expliquer par le fait que le bitume en surface lorsque l'échantillon est neuf ajoute une contribution adhésive importante au frottement qui disparaît lorsque cette couche superficielle est enlevée. Pour la suite, les expériences seront réalisées seulement sur des échantillons dont la couche superficielle de bitume aura été enlevée. Cela garantit à la fois des résultats plus fiables puisque la dispersion des coefficients de frottement est plus faible, mais aussi plus proche du comportement du contact pneu/chaussée en situation réelle.

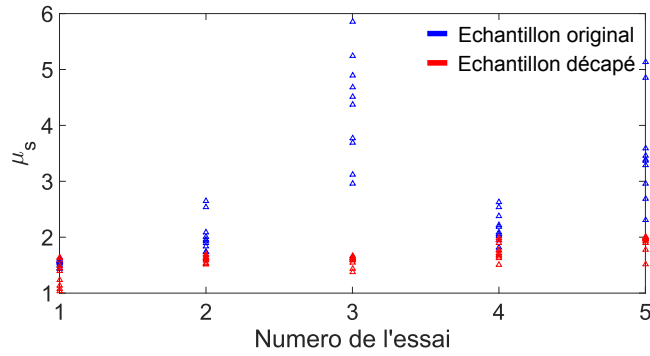


FIGURE 3.34 – Comparaison des propriétés de frottement pour un échantillon neuf (bleu) et un échantillon décapé (rouge) pour plusieurs essais.

3.3.2 Étude expérimentale de la loi de frottement

3.3.2.1 Effet du vieillissement

L'étude du coefficient de frottement statique en fonction de l'âge du contact a été réalisée sur un échantillon de chaussée BBSG 0/10 à une vitesse de mise en glissement de $7.85 \times 10^{-2} m/s$. La figure 3.35 représente l'évolution du coefficient de frottement statique, μ_s , en fonction de l'âge du contact.

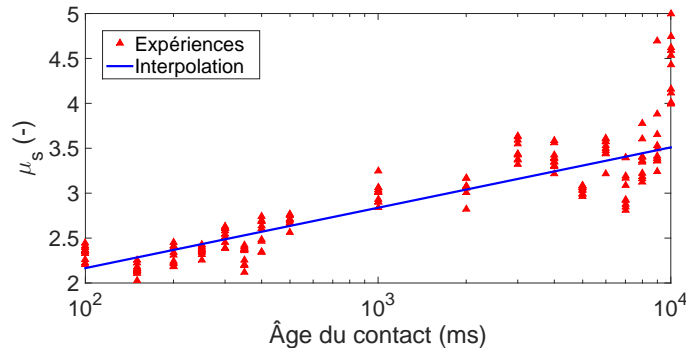


FIGURE 3.35 – Évolution de μ_s en fonction de l'âge du contact pour un contact élastomère BBSG 0/10

Nous observons une augmentation quasi logarithmique du coefficient de frottement statique avec l'âge du contact. Cette augmentation peut être due au fluage de la gomme dans le contact. En effet, le fluage de la gomme lors du vieillissement du contact augmente l'aire de contact et est responsable de l'augmentation de μ_s . Cette dépendance au vieillissement est modélisée de la manière suivante :

$$\mu_s(t_c) = A \cdot \log\left(\frac{t_c}{t_0}\right) \quad (3.24)$$

Les valeurs des coefficients d'interpolation dans notre cas sont $A = 0.29 \pm 0.02$, $t_0 = 0.058 \pm 0.04 ms$. Dans nos essais seul l'âge du contact a été étudié, mais le vieillissement de l'élastomère a aussi une influence sur le coefficient de frottement comme montré par Charrault et al. [26].

3.3.2.2 Effet de la vitesse de mise en glissement

Pour les essais en fonction de la vitesse de glissement l'échantillon de chaussée est le même que précédemment : un BBSG 0/10. Le temps de contact est de 1s. La figure 3.36 montre l'évolution du coefficient de frottement statique en fonction de la vitesse de mise en glissement. Nous observons une augmentation de μ_s en fonction de la vitesse de mise en glissement jusqu'à une vitesse seuil autour de 0.06 m/s et ensuite pour les vitesses supérieures il y a une légère décroissance.

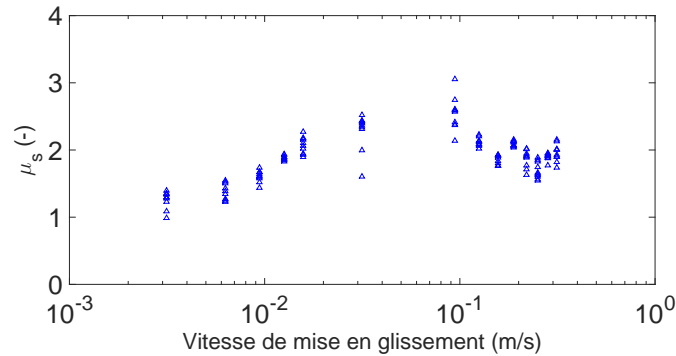


FIGURE 3.36 – Évolution de μ_s en fonction de la vitesse de mise en glissement pour $t_c = 1s$ pour une chaussée en BBSG 0/10

De la même manière, nous avons étudié l'évolution du coefficient de frottement dynamique en fonction de la vitesse de glissement. Les résultats sont présentés figure 3.37. Le coefficient de frottement dynamique suit une évolution semblable à celle du coefficient de frottement statique. Il croît pour les vitesses faibles, atteint un maximum autour de 0.06 m/s et ensuite décroît pour les vitesses plus élevées. Cette évolution du coefficient de frottement avec la vitesse de glissement a aussi été observée avec d'autres polymères, notamment le PMMA par Lafaye et al. [51].

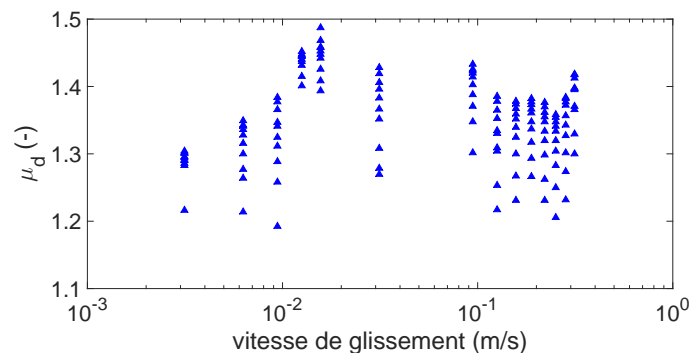


FIGURE 3.37 – Évolution de μ_d en fonction de la vitesse de mise en glissement

La gamme de variation du coefficient est cependant plus faible que pour le coefficient de frottement statique. En effet, pour μ_s les valeurs sont comprises entre 1 et 3 alors que pour μ_d elles évoluent entre 1.2 et 1.5.

Le dernier paramètre dont nous avons étudié l'évolution en fonction de la vitesse de mise en glissement est la distance de glissement critique, D_c , qui mesure la décroissance du coefficient de frottement de μ_s à μ_d , lorsque la distance glissée

augmente. Afin de calculer de manière robuste D_c , nous avons normalisé l'évolution du coefficient de frottement sur la zone de travail. Nous notons :

$$C(d) = \frac{\mu(d) - \mu_d}{\mu_s - \mu_d} \text{ avec } d \text{ le déplacement de la route} \quad (3.25)$$

La figure 3.38 schématise cette fonction.

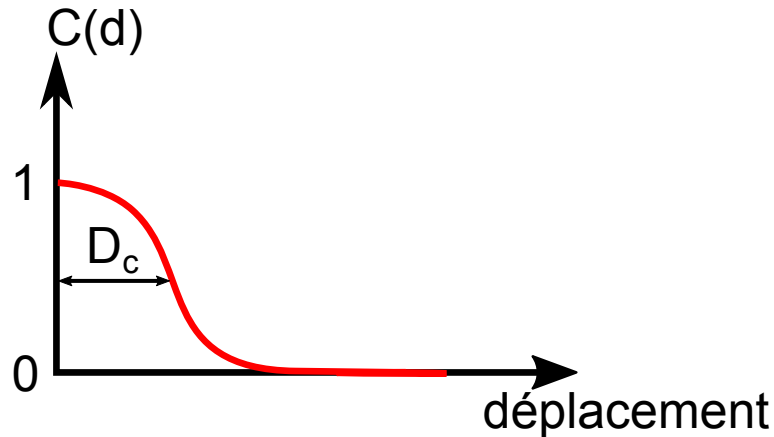


FIGURE 3.38 – Courbe de frottement normalisée

Une fois cette normalisation faite, nous pouvons définir D_c de la manière suivante :

$$D_c = \int_0^{\infty} C(d)^2 dd \quad (3.26)$$

La figure 3.39 représente l'évolution de D_c en fonction de la vitesse de mise en glissement

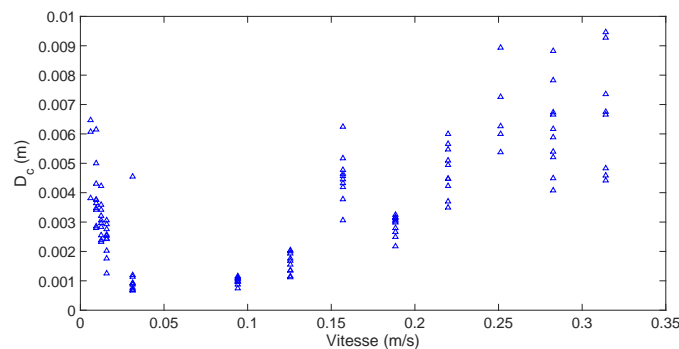


FIGURE 3.39 – Évolution de D_c en fonction de la vitesse de mise en glissement

Nous observons que D_c décroît avec la vitesse jusqu'à atteindre un minimum autour de 0.06 m/s , pour la même vitesse que μ_s et ensuite la valeur de D_c augmente.

Les courbes d'évolution des différents paramètres (μ_s , μ_d , D_c) sont difficiles à lire du fait de la dispersion des résultats. Dans le cas de μ_s et μ_d cette dispersion n'est pas aléatoire, nous observons une augmentation du frottement au cours de l'essai, cela est sûrement dû à l'augmentation de la température au cours de l'essai. Afin d'avoir une évolution continue sur toute la gamme d'essais, il nous faut interpoler les courbes précédemment présentées. Pour cela nous calculons la valeur moyenne de

chaque paramètre pour chaque valeur de vitesse. Nous traçons les courbes sur un axe logarithmique. Nous cherchons ensuite la courbe d'interpolation de forme quadratique dans cette représentation. Pour chaque paramètre la fonction d'interpolation est la suivante

$$\mu(V) = a + c \log(V)(\log(V) - 2V_0) \quad (3.27)$$

Les figures 3.40, 3.41, 3.42 représentent une telle interpolation pour chacun des paramètres μ_s , μ_d , D_C .

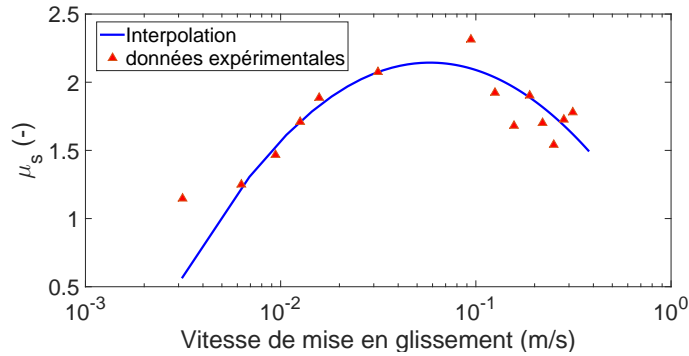


FIGURE 3.40 – Évolution de μ_s en fonction de la vitesse de mise en glissement, $a = 0.6 \pm 0.2$, $c = -1.0 \pm 0.2$, $V_0 = 0.058 \pm 0.01$

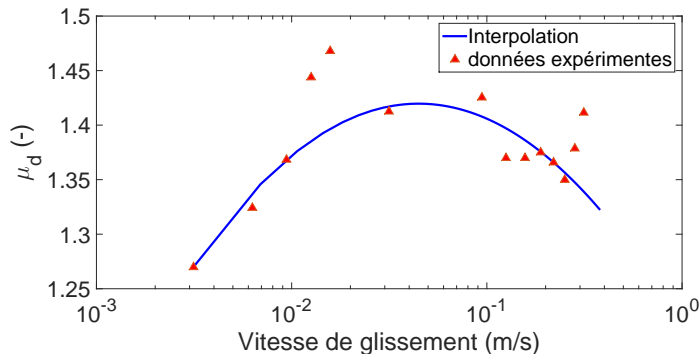


FIGURE 3.41 – Évolution de μ_d en fonction de la vitesse de mise en glissement, $a = 1.2 \pm 0.1$, $c = -0.11 \pm 0.3$, $V_0 = 0.04 \pm 0.02$

Pour chaque interpolation nous avons V_0 la position de l'extremum de la courbe. Notons $V_0(p)$ la position de l'extremum pour le paramètre p . Nous trouvons :

- $V_0(\mu_s) = 0.058 \pm 0.01$
- $V_0(\mu_d) = 0.04 \pm 0.2$
- $V_0(D_c) = 0.039 \pm 0.01$

Même si l'ajustement de μ_d est moins précis que pour les deux autres paramètres, nous observons que les trois vitesses sont compatibles aux barres d'erreur près. Cet extremum suggère qu'à cette vitesse, la dissipation dans le matériau due à l'interaction entre la topographie du sol et la viscosité du matériau est maximum. Nous discuterons de cet effet dans le chapitre cinq de la thèse.

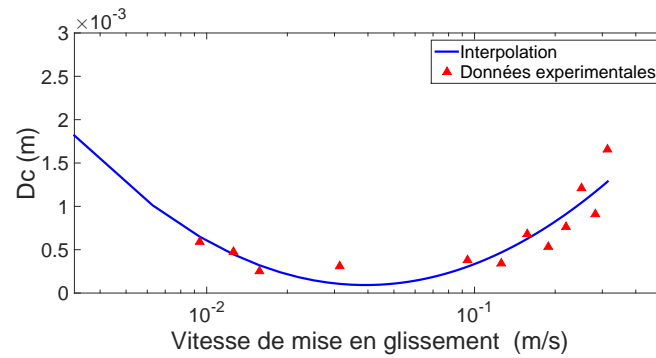


FIGURE 3.42 – Évolution de D_c en fonction de la vitesse de mise en glissement, $a = 0.003 \pm 0.001$, $c = 0.0015 \pm 0.001$, $V_0 = 0.04 \pm 0.01$

3.3.3 Comparaison entre les différents types de chaussée

Afin d'étudier l'influence de la chaussée sur les propriétés de frottement, nous avons comparé les différents paramètres présentés précédemment, μ_s , μ_d et D_c , pour une valeur de vitesse et une valeur de temps de contact données en changeant la chaussée. Les résultats de ces expériences pour les différents types de chaussée sont représentés figure 3.43. La vitesse de mise en glissement est de 0.07 m/s et le temps de contact de 1 s.

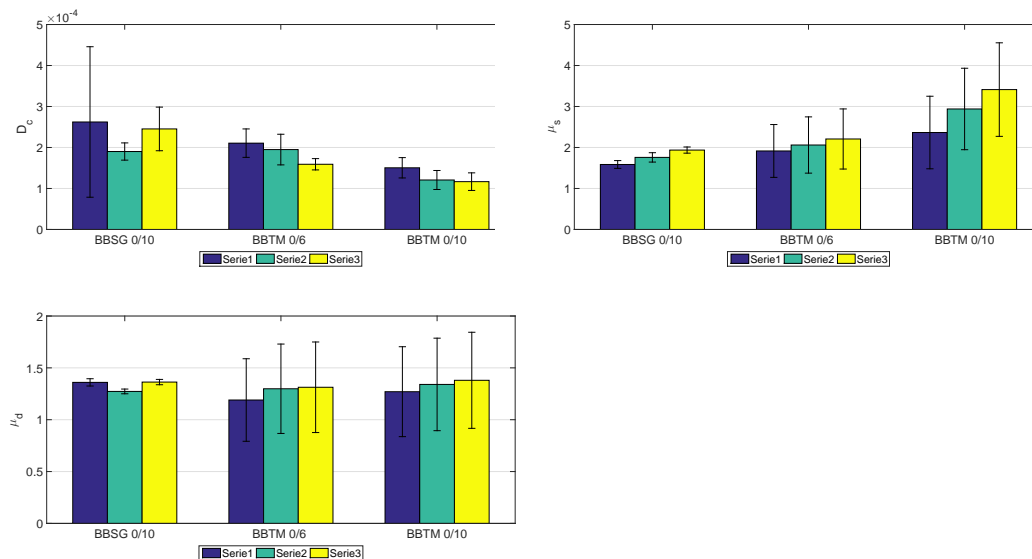


FIGURE 3.43 – Paramètres de la loi de frottement pour les différents types de chaussée. Sur chaque échantillon de chaussée trois séries d'essais ont été réalisées.

Pour chaque paramètre nous observons un ordre et nous pouvons établir un classement entre les différents types de sol. Du coefficient de frottement le moins élevé au plus élevé, nous avons donc : le BBSG 0/10, le BBTM 0/6 et enfin le BBTM 0/10. Nous observons que plus le frottement sur le sol est élevé, plus la distance de glissement critique est courte.

3.4 Résultats des expériences en roulement/glissement

3.4.1 Étude en fonction de la vitesse d'entraînement

Comme nous l'avons vu dans la partie précédente, le matériau élastomère est sensible à la fréquence de sollicitation. En effet, celui-ci se rigidifie lorsque la fréquence de sollicitation augmente et la dissipation visqueuse augmente jusqu'à un maximum pour redescendre ensuite (voir figure 3.20). Pour étudier l'influence de ce comportement spécifique des matériaux viscoélastiques, nous avons réalisé les expériences de roulement/glissement pour plusieurs vitesses d'entraînement (moyenne entre la vitesse de l'élastomère et la vitesse de la chaussée). Nous avons remarqué dans le modèle MCM que lorsqu'il y a du glissement dans le contact, celui-ci se fait à la vitesse de glissement relative entre les deux solides, V_g . Ainsi pour étudier l'influence de la vitesse de sollicitation dans cette cinématique il faut faire varier la vitesse d'entraînement, V_e , car par ce paramètre nous pouvons augmenter la vitesse de glissement, V_g , sans changer le taux de glissement. Pour que les expériences puissent être comparées aux précédentes expériences de mise en glissement, le matériau utilisé est le même que pour une bande de roulement d'un pneu Michelin dont les caractéristiques en fréquence ont été présentées figure 3.20 et une chaussée de type BBSG 0/10. Les expériences ont été réalisées pour sept vitesses d'entraînement différentes : 5 mm/s, 10 mm/s, 50 mm/s, 100 mm/s, 200 mm/s, 400 mm/s, et 800 mm/s. Lors des expériences nous faisons varier les taux de glissement, s , entre 0 (roulement pur) et 2 (cas où le véhicule accélère). Les résultats des expériences sont montrés figure 3.44.

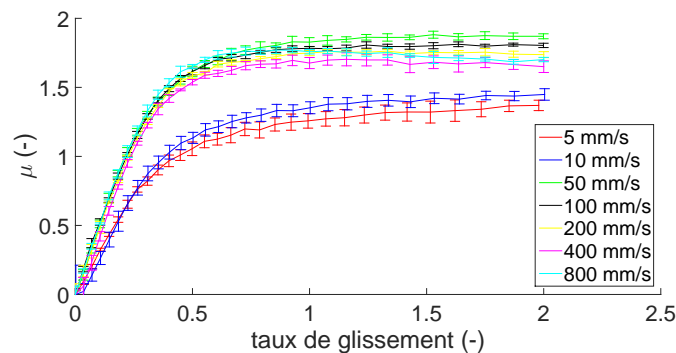


FIGURE 3.44 – Évolution du coefficient de frottement en fonction du taux de glissement pour un contact élastomère/BBSG 0/10, pour $F_n = 10\text{ N}$, et pour 7 vitesses d'entraînement différentes

Dans tous les cas, la courbe d'adhérence suit la même évolution, une croissance du coefficient de frottement avec le taux de glissement pour atteindre ensuite un plateau. La valeur du plateau dépend quant à elle de la vitesse d'entraînement. En effet, pour les vitesses d'entraînement faibles, 5 mm/s est 10 mm/s, l'amplitude du plateau pour des taux de glissement élevés est bien inférieure à celle que l'on observe pour les vitesses d'entraînement élevées. Notons μ_{dyn} la valeur du coefficient de frottement atteint pour $s = 2$. La figure 3.45 représente l'évolution de μ_{dyn} en fonction de la vitesse d'entraînement.

Nous observons que l'évolution de μ_{dyn} n'est pas monotone avec la vitesse d'entraînement. En effet, il y a une augmentation lorsque les vitesses sont faibles jusqu'à atteindre un maximum pour la vitesse d'entraînement de 0.05 m/s pour ensuite

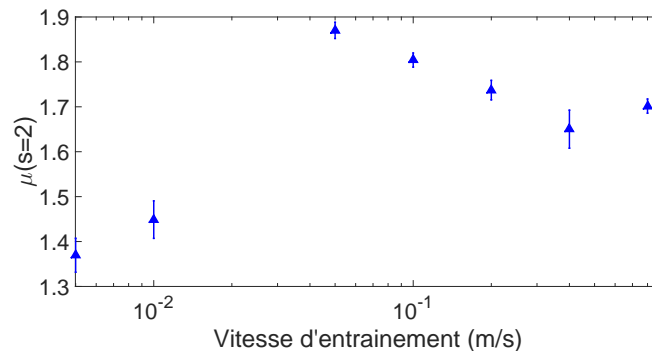
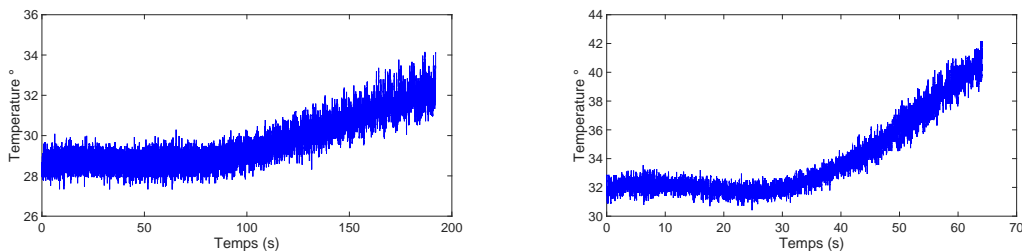


FIGURE 3.45 – Évolution du coefficient de frottement pour $s = 2$ en fonction de la vitesse d'entraînement, pour un contact élastomère/BBSG 0/10, pour $F_n = 10 N$

décroit. Nous observons un comportement qui est donc similaire à celui du coefficient de frottement statique dans l'expérience de mise en glissement. En effet, dans ces expériences nous avons aussi montré que μ_s croît avec la vitesse de mise en glissement, puis une fois atteint un maximum pour 0.06 m/s, diminue.

Nous remarquons aussi que, dans le cas des vitesses d'entraînement plus faibles (5 mm/s, et 10 mm/s), la pente de la courbe d'adhérence dans la partie linéaire de cette dernière est aussi plus faible or la pente est liée au module d'Young comme nous l'observions dans le chapitre 2. Cette variation suggère donc que la rigidification du matériau du fait de l'augmentation de la vitesse de déformation influe directement sur la courbe de roulement/glisement. Nous parlerons plus de cet effet dans le chapitre 5.

Grâce au capteur de température disposé à la sortie du contact, nous pouvons aussi observer l'évolution de la température au cours de l'expérience. Cette évolution est représentée figure 3.46 pour deux expériences de roulement/glisement avec des vitesses d'entraînement différentes.



(a) Température en sortie de contact pour la vitesse d'entraînement de 50 mm/s

(b) Température en sortie de contact pour la vitesse d'entraînement de 500 mm/s

FIGURE 3.46 – Évolution de la température en sortie de contact au cours d'une expérience de roulement/glisement pour un contact élastomère/BBSG 0/10, pour deux vitesses d'entraînement différentes, pour $F_n = 10 N$

Nous remarquons qu'au cours de l'expérience la température augmente, ce qui est normal du fait du frottement. On remarque que l'augmentation de température est plus conséquente à la fin de l'expérience c'est-à-dire lorsque le taux de glissement est élevé, qu'au début de l'expérience lorsque celui-ci est proche de zéro. La dissipation est aussi influencée par la vitesse d'entraînement, en effet l'augmenta-

tion de température est plus importante dans le cas d'une vitesse d'entraînement élevée. Cet effet peut être à l'origine de certaines différences que l'on observe dans le comportement en frottement en fonction de la vitesse d'entraînement. En effet, si la température augmente significativement, par exemple de 10°C , alors cela a une influence sur les propriétés viscoélastiques de la gomme et donc in fine sur le frottement.

3.4.2 Comparaison des différents types de chaussée

De la même manière, nous avons réalisé des expériences de roulement/glisserment sur les trois types de chaussée dont nous disposons : BBSG 0/10, BBTM 0/10, BBTM 0/6. Les courbes d'adhérence sont comparées pour une vitesse d'entraînement de 25 mm/s , en faisant varier le taux de glissement de 0 à 2. La figure 3.47 montre l'évolution du coefficient de frottement en fonction du taux de glissement pour les trois types de sol utilisés.

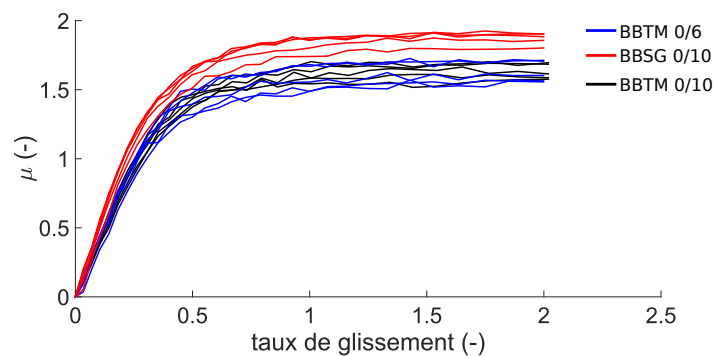


FIGURE 3.47 – Évolution du coefficient de frottement en fonction du taux de glissement pour trois types de chaussées différents, $V_e = 25\text{ mm/s}$, $F_n = 10\text{ N}$

Nous observons que le BBSG 0/10 est la chaussée la plus adhérente. Cela est cohérent avec les résultats présentés figure 3.43. Cependant, nous observons une inversion des ordres entre le BBTM 0/6 et le BBTM 0/10. En effet, dans le cas de la mise en glissement nous avons vu que le BBTM 0/6 induit un coefficient de frottement plus élevé que le BBTM 0/10, alors que dans le cas du roulement/glisserment c'est l'inverse.

3.5 Essai sur un sol modèle transparent

L'intérêt des essais précédemment réalisés est qu'ils sont très proches du contact réel, ils nous donnent des informations fiables sur le fonctionnement du contact pneu/chaussée. Cependant afin d'améliorer notre compréhension des mécanismes de frottement nous voulons avoir accès à l'aire de contact réel entre le pneu et la chaussée. Pour réaliser cela, un sol transparent a été développé par Michelin (voir figure 3.48).

Les différentes étapes de la réalisation du sol sont les suivantes :

1. Mesure topographique d'un carottage de chaussée
2. Un filtre passe-bas est appliqué sur le résultat pour supprimer les petites rugosités



FIGURE 3.48 – Photographie du sol transparent en époxy réalisé à partir des données de topographie d'une chaussée réelle

3. Un moule est réalisé en négatif grâce à une imprimante 3D.
4. De la résine époxy est moulée pour donner une route modèle

Les rugosités micrométriques ayant été supprimées, la surface reste transparente. Différents essais en frottement ont été réalisés afin de voir si le comportement en frottement était similaire à celui d'une chaussée réelle.

La figure 3.49 montre la courbe de mise en glissement entre une gomme et le sol époxy.

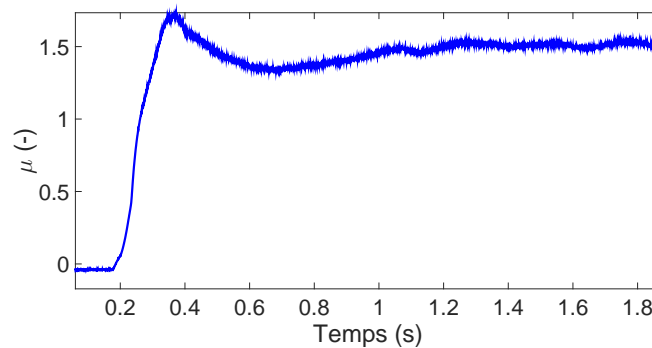


FIGURE 3.49 – Rapport des efforts (F_x/F_n) pour un contact gomme/sol époxy à une vitesse de 1 tour/min

La suppression des petites longueurs d'onde de rugosité dans le sol utilisé n'a pas

supprimé le pic de frottement.

La figure 3.50 représente les images obtenues en observant la surface avec un microscope situé sous la surface en condition de force normale pure.

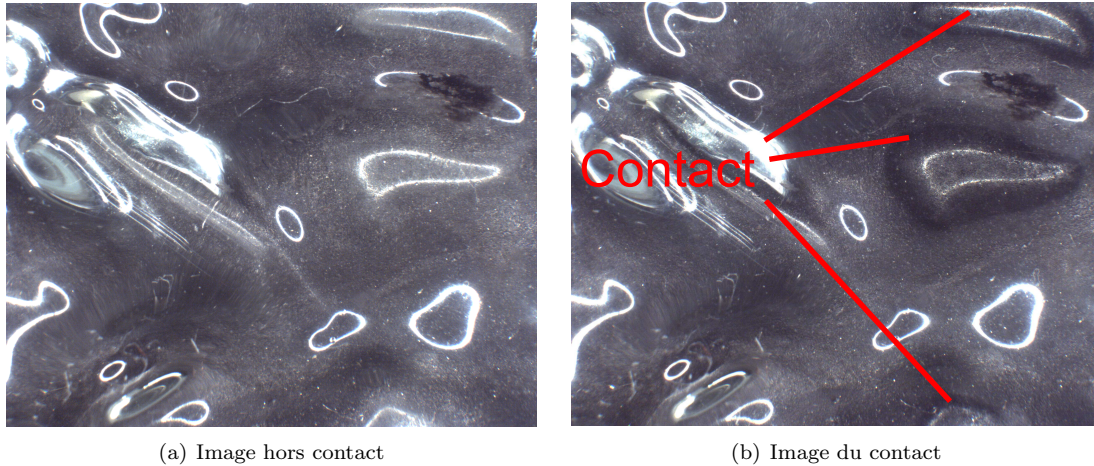


FIGURE 3.50 – Image typique obtenue lors de la mise en contact de la gomme sur le sol époxy

Sur la figure 3.50.(a) nous observons des zones d'intensité lumineuse saturée (blanche) qui correspondent aux aspérités dont la pente forme un angle qui permet un retour optimum de la lumière vers le capteur de la caméra. Cette particularité nous permet de distinguer certaines aspérités macroscopiques de la surface. Lors de la mise en contact (figure 3.50(b)) nous observons une diminution de l'intensité lumineuse à certains endroits. Ces zones plus sombres correspondent aux zones de contact. Ces zones se situent seulement sur les aspérités macroscopiques, la déformation de la gomme n'est pas suffisante pour qu'il y ait du contact dans les creux de la surface. Dans le prochain chapitre, nous utiliserons cette méthode d'analyse du contact sur des surfaces plus simples afin de mieux comprendre la dynamique de mise en glissement.

3.6 Conclusion

L'étude topographique des différents sols a montré que la longueur d'onde principale de la rugosité correspondait à la taille moyenne des grains présents sur la chaussée. Nous avons montré que le type de chaussée avait non seulement une influence sur les propriétés de frottement lors de la mise en glissement, mais aussi sur les propriétés en roulement/glissement, alors même qu'elles ont le même R_q , cela montre que le contenu spectral d'une surface rugueuse est déterminant dans la réponse en frottement et pas seulement l'amplitude des différentes aspérités de la surface.

Nous avons étudié grâce à différents types de sollicitation de frottement l'influence de différents paramètres cinématiques sur les propriétés de frottement dans le contact pneu/chaussée. Nous avons montré que l'ensemble des paramètres de la loi de frottement, μ_s , μ_d et D_c évoluent de manière semblable en fonction la vitesse de mise en glissement. En effet, μ_s et μ_d évoluent selon une parabole en fonction du lo-

garithme de la vitesse de mise en glissement, avec un maximum pour des vitesses caractéristiques proches, voisines de 0.06 m/s . Pour D_c , l'évolution est aussi parabolique, mais cette fois avec un minimum pour cette même vitesse caractéristique. Nous avons aussi montré que l'âge du contact a une influence importante sur le coefficient de frottement statique. En effet, le coefficient de frottement statique augmente logarithmiquement avec l'âge de contact. Cette évolution peut s'expliquer par le fluage de la gomme dans la chaussée ce qui va augmenter l'aire de contact initiale et donc la force nécessaire à rompre l'ensemble de l'aire réelle de contact.

Cet effet de la vitesse de mise en glissement se retrouve dans le cas du roulement/glissement. En effet, le coefficient de frottement augmente avec la vitesse d'entraînement, avec un maximum pour la vitesse 0.05 m/s , puis diminue pour les vitesses d'entraînement les plus élevées.

L'étude du contact sur un sol simplifié nous a donné quelques informations sur la forme du contact gomme/chaussée. En effet nous avons observé que le contact se faisait sur les plus grosses aspérités, car nous n'avons pas observé de contact dans le creux de la surface. L'aire réelle de contact est une caractéristique fondamentale du contact, l'intérêt de la visualisation est qu'elle nous donne accès à cette donnée sans modification de l'interface. Pour améliorer notre compréhension du contact gomme/chaussée, que cela soit en statique ou lors de la mise en glissement, il apparaît pertinent de réaliser des expériences complémentaires de visualisation in situ du contact. Pour réaliser ces expériences, nous utilisons des surfaces plus planes afin d'être en mesure d'observer l'aire réelle de contact. Les résultats de ces expériences font l'objet du chapitre 4.

Chapitre 4

Visualisation du contact

4.1 Introduction

Depuis les travaux de Bowden et Tabor [14], il a été montré à de nombreuses reprises ([2], [33], [30], [90], [91] [22], [27]) que la force de frottement est directement proportionnelle à l'aire de contact réelle du système étudié. Cette influence de l'aire réelle de contact dans les efforts de frottement rend la mesure de celle-ci importante. L'observation du contact et de son évolution au cours du frottement est donc devenue importante dans la littérature afin de mieux comprendre le comportement en frottement du système étudié ([35], [64], [49], [11], [81], [68], [31], [59], [79], [77], [10], [75]).

Depuis quelques années, l'amélioration des systèmes d'acquisition optique, que ce soit leur résolution spatiale ou la fréquence d'acquisition des images, a permis de nouvelles découvertes dans la compréhension des phénomènes liés à la mise en glissement des contacts. En effet, par la mise en contact d'échantillons transparents, de multiples expériences ont été réalisées afin d'observer in situ les contacts en frottement. Dans le cas d'un contact plan/plan entre deux solides de PMMA, Rubinstein et al. [76] ont montré en particulier que la mise en glissement se faisait par la propagation d'un front de glissement dans le contact. Le dispositif expérimental utilisé est présenté figure 4.1.

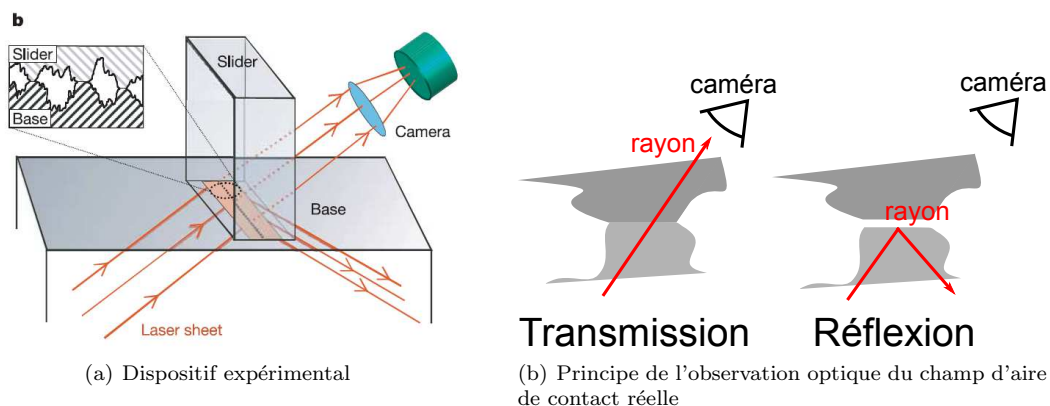


FIGURE 4.1 – Schéma du dispositif expérimental utilisé par Rubinstein et al. [76].

Lorsqu'il y a un contact réel entre deux micro-aspérités, il y a transmission de la lumière jusqu'au capteur optique (figure 4.1.(b) à gauche), au contraire lorsque

les deux surfaces ne se touchent pas le laser se réfléchit sur la première surface et n'atteint pas le capteur (figure 4.1.(b) à droite). La mesure de l'intensité lumineuse en chaque pixel de la caméra permet donc de connaître la répartition spatiale de l'aire de contact réelle. La fréquence d'enregistrement des images est de 100000 Hz, ce qui permet de mesurer des phénomènes transitoires rapides. La figure 4.2 représente l'évolution du champ d'intensité lumineuse au cours du temps lors de la mise en glissement au moment où l'interface atteint son pic de frottement statique.

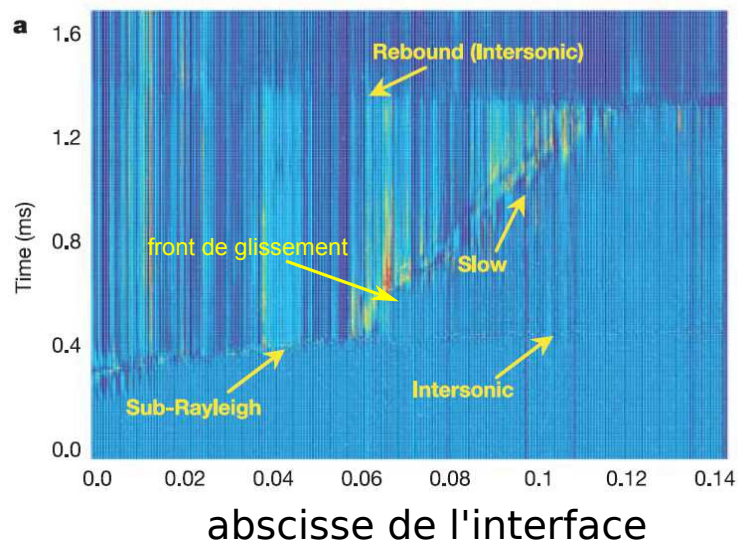


FIGURE 4.2 – Évolution temporelle des variations d'aire de contact en fonction de la position le long de l'interface. La discontinuité d'aire de contact lorsque le temps augmente (verticalement) marque le début du glissement local de l'interface [76].

Chaque ligne de la figure 4.2 représente l'aire réelle le long de l'interface à un instant donné. Les auteurs identifient les discontinuités d'intensité lumineuse au cours du temps à une réorganisation brusque des micro-aspérités en contact et donc au début du glissement de la zone en question. Ils concluent de ces résultats que la mise en glissement se fait par la propagation d'un front de glissement. Ce front peut se propager à plusieurs vitesses. Au début de la mise en glissement, sur la gauche, la vitesse est rapide (pente faible), mais néanmoins inférieure à la vitesse de Rayleigh dans le matériau. Cette vitesse correspond à la vitesse des ondes de surface dite de Rayleigh. La vitesse de Rayleigh dépend des propriétés du matériau dans lequel l'onde se propage (voir [36]). Une deuxième phase apparaît ensuite au cours de laquelle la vitesse du front est plus faible d'un ou deux ordres de grandeur. Pour finir, la vitesse du front retrouve une vitesse sub-Rayleigh à l'approche du bord de l'échantillon, sur la droite. À partir de ces résultats, beaucoup d'études expérimentales ([87], [55], [54], [17], [68], [60], [3]) et théoriques ([8], [86], [85], [47], [62], [5], [15], [12], [21], [82], [1], [6]) ont suivi pour comprendre et interpréter la propagation de ces fronts de glissement.

En particulier Tromborg et al. [85] ont établi un modèle numérique multitéchelles permettant de simuler ce front de glissement. Ce modèle a mis en évidence que le front de glissement se propageait à des vitesses différentes. Au début de la mise en glissement, la propagation est rapide et ensuite ils observent que le front se propage beaucoup plus lentement, ce qui est en bon accord avec les résultats de Rubinstein

et al. [76] représentés figure 4.2.

D'autres expériences ont été réalisées afin de mieux comprendre la transition statique/dynamique. En particulier, Sahli R. [80] a étudié le contact entre un polydiméthylsiloxane rugueux et une surface en verre lisse. Il a montré, en étudiant le déplacement de chacun des micro-contacts composant l'interface, la propagation d'un front de glissement dans son système. Indépendamment de l'existence d'un front de glissement, ces mêmes expériences ont montré que l'aire de contact réelle, c'est-à-dire la somme de tous les microcontacts présents sur l'interface, diminuait lors du cisaillement de l'interface [79]. Elles ont également confirmé qu'il existait une relation de proportionnalité entre l'aire de contact réelle et la force de frottement statique (voir [2], [33], [30], [90], [91], [22], [27]).

Dans le cas d'un contact lisse, l'adhésion peut aussi être prise en compte lors de l'étude du contact comme le montrent Johnson et al. [46] dans le modèle de JKR ou par Robbe-Valloire et Barquins [72]. À cause de la rugosité des surfaces, l'effet de l'adhésion dans notre système peut être négligé.

Afin d'améliorer la compréhension du contact pneu/chaussée, nous avons de la même façon réalisé des expériences qui permettent de visualiser le contact au cours de la mise en glissement ([45], [87], [88]) et aussi au cours du roulement/glissement. Pour ce faire nous avons simplifié la topographie du sol et choisi des matériaux transparents. Pour les expériences de mise en glissement, un contact plan/plan est réalisé entre un pain d'élastomère analogue transparent (polydiméthylsiloxane, PDMS) rugueux et un substrat en verre lisse ; pour les expériences de roulement/glissement, le contact est réalisé entre un cylindre de gomme identique à celui utilisé dans les expériences du chapitre 3 et un disque en verre lisse.

4.2 Le dispositif expérimental

Afin de visualiser l'évolution des micro-contacts dans le cas de la mise en glissement, un parallélépipède rugueux de PDMS est mis en contact avec un substrat en verre lisse. Le dispositif expérimental est schématisé figure 4.3. Une caméra est placée au-dessus du contact. Un panneau de LED vertical et une lame semi-réfléchissante placée à 45° permettent d'éclairer le contact. Le trajet des rayons lumineux à l'interface est représenté figure 4.4. Lorsqu'il y a un microcontact entre le PDMS et le verre, le rayon va alors se transmettre dans le PDMS et être absorbé par le fond noir disposé en dessous du PDMS. Dans le cas où il n'y a pas de contact entre les deux solides, les rayons lumineux sont réfléchis et renvoyés sur le capteur. Ainsi les contacts apparaissent en noir sur l'image et les régions hors contact apparaissent à différents niveaux de gris en raison de la rugosité sous-jacente (voir figure 4.5).

La force normale, P , est imposée grâce à des poids placés sur le substrat en verre. Le contact est mis en cisaillement grâce à un moteur Newport LTA-HL. Ce moteur est relié à un fil en acier qui est relié lui-même au substrat en verre, dans le plan de l'interface de contact. Ainsi nous pouvons mettre en cisaillement l'interface sans induire de couple. En effet, il a été montré par Scheibert et Dysthe [82] que le couple introduit par le cisaillement pouvait piloter les précurseurs de glissement ainsi que la période du "stick-slip" lors du glissement macroscopique. Les efforts tangentiels sont mesurés grâce à un capteur piézoélectrique. Les deux signaux, images du contact et effort tangentiel, sont synchronisés. Les efforts sont mesurés à une fréquence d'acquisition de 1000 Hz et les images à une fréquence de 300 Hz. La synchronisation

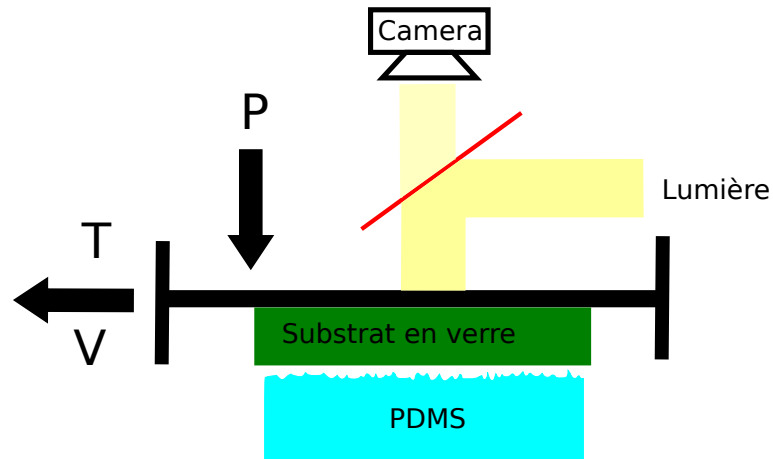


FIGURE 4.3 – Schéma du dispositif expérimental de visualisation du contact PDMS-verre.

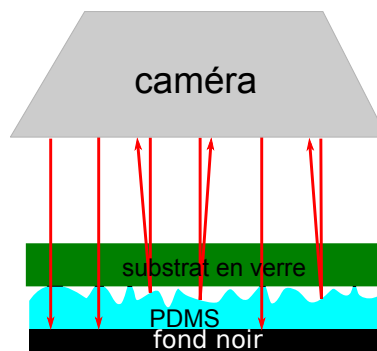


FIGURE 4.4 – Schéma du trajet des rayons lumineux lors d'un contact PDMS/verre selon qu'il y a contact ou non.

des signaux est essentielle pour associer à chaque image du contact une valeur de force tangentielle. Ce dispositif permet seulement de réaliser des expériences de mise en glissement sur une courte distance glissée. En effet, une fois que l'échantillon supérieur a glissé de plusieurs millimètres, un déséquilibre s'installe et modifie le contact étudié. C'est pourquoi pour l'ensemble des essais la distance glissée sera courte, de quelques millimètres au plus.

4.2.1 Fabrication du PDMS

Les échantillons ont été réalisés avec un PDMS Sylgard 184. Le protocole de réalisation du PDMS est le suivant :

- Mélange du réticulant et du fondu de polymère dans les proportions massiques de 1 pour 10
- Dégazage dans un dessiccateur pendant 30 min
- Moulage sur une plaque rugueuse électro-érodée

La rugosité de l'échantillon est obtenue par moulage sur une plaque en acier électro-érodé. L'électroérosion est une technique d'usinage par enlèvement de matière. Pour ce faire la plaque en acier est placée dans un bain d'eau ou d'huile. Une électrode de même dimension que la plaque est placée dans ce bain en regard de la plaque,

ensuite une forte différence de potentiel est appliquée entre les deux objets. Le bain transmet des arcs électriques de l'électrode à la plaque qui vont provoquer de l'arrachement de matière sur la pièce de façon aléatoire. Il en résulte une rugosité aléatoire dont l'amplitude RMS augmente avec la différence de potentiel. Dans notre cas, la rugosité quadratique obtenue est de $10 \mu m$.

4.2.2 Le centrage et le parallélisme

Le porte-échantillon du substrat en verre est posé sur une "fourche" mobile, équipée de quatre degrés de liberté, qui permet la mise en contact contrôlée du substrat en verre sur le patin de PDMS de façon à éviter des hétérogénéités de contraintes initiales.

Afin de s'assurer que le contact est homogène, il est important de s'assurer que le centre de masse du patin en verre soit à la verticale du centre de l'échantillon en PDMS. En effet si les deux centres sont décalés, le poids non équilibré du patin en verre va induire un couple qui introduit une hétérogénéité de pression dans le contact dans le sens du couple. Pour ce faire deux vis micrométriques permettent de translater le substrat en verre selon les deux directions x et y (dans le plan de la table).

Le parallélisme des deux surfaces lors de la pose est aussi important pour éviter d'introduire des contraintes résiduelles à l'interface avant la mise en glissement. Pour ce faire, deux degrés de liberté en rotation sont disponibles selon θ_x et θ_y . En visualisant le contact lors du premier contact, nous pouvons ajuster le parallélisme. En effet si les deux surfaces ne sont pas parallèles alors le premier contact va se faire sur un bord du patin de PDMS. En pratique, on ajuste θ_x et θ_y jusqu'à ce que les micro-contacts se forment de façon uniforme sur l'ensemble du patin dès les premiers micro-contacts.

4.3 Les méthodes d'analyse d'images

Comme nous l'avons vu, le dispositif expérimental permet de prendre des images du contact entre deux matériaux dont l'un au moins est transparent. Afin d'analyser le contact et son évolution, deux méthodes sont utilisées. La première est la segmentation de l'image, qui permet de distinguer les parties de l'interface en contact et celles hors contact. La deuxième est la corrélation d'image, qui permet de calculer le champ déplacement entre deux images d'une même zone de l'interface (voir [42] pour une revue).

4.3.1 La segmentation

La figure 4.5 montre une image d'un contact verre/PDMS rugueux.

Nous avons dessiné sur la plaque de verre un point au marqueur pour pouvoir suivre par imagerie le déplacement du verre. Nous distinguons sur l'image les microcontacts qui apparaissent noirs et le reste du PDMS qui n'est pas en contact et qui lui apparaît en différents niveaux de gris. La courbe présentée figure 4.6 montre

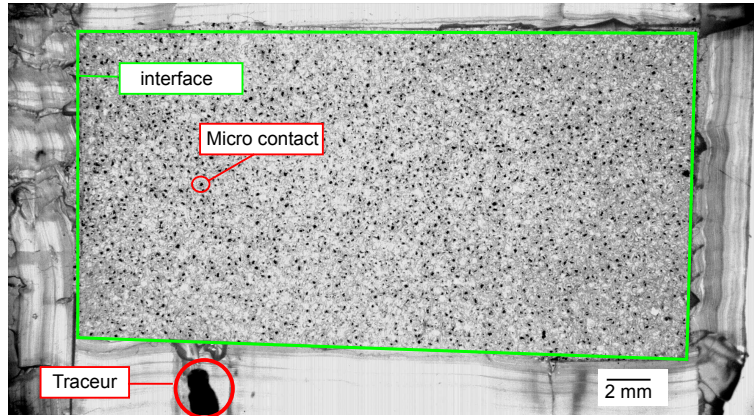


FIGURE 4.5 – Image typique d'un contact verre/PDMS rugueux ($R_a = 10\mu m$) pour une force normale de 3.7 N. En bas un traceur attaché au substrat de verre a été placé.

l'histogramme des intensités lumineuses dans la zone de contact rectangulaire (bordure verte sur la figure 4.5) afin de s'affranchir des zones qui ne font pas partie de l'interface de contact.

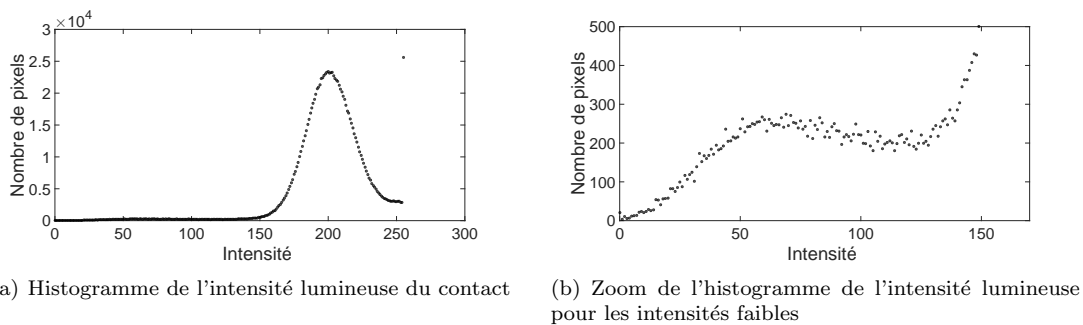


FIGURE 4.6 – Histogramme de l'intensité des images du contact

Nous distinguons dans cet histogramme deux parties qui correspondent aux zones en contact et à celles hors contact (zones plus claires, à droite dans l'histogramme). De ce fait nous pouvons dire qu'il existe une valeur d'intensité lumineuse qui sépare au mieux la zone en contact de la zone hors contact. La méthode développée par Sahli ([80], [79]) consiste à modéliser chacune des deux contributions par une courbe connue. Le seuil optimum pour réaliser la segmentation correspond à l'intensité pour laquelle les deux courbes se croisent.

La méthode de segmentation adoptée est donc la suivante :

1. Prendre une image du contact
2. Modéliser l'histogramme des intensités par la somme de deux gaussiennes
3. Calculer la valeur de l'intersection de ces deux courbes
4. Appliquer ce seuil pour segmenter l'image

La figure 4.7 montre une image brute typique du contact et l'image segmentée.

Nous observons un bon accord entre les zones noires de l'image brute (micro-contacts) et les zones blanches de l'image segmentée, ce qui valide notre méthode. En segmentant l'image à cette valeur seuil nous pouvons observer l'évolution de l'aire de contact totale au cours de l'expérience.

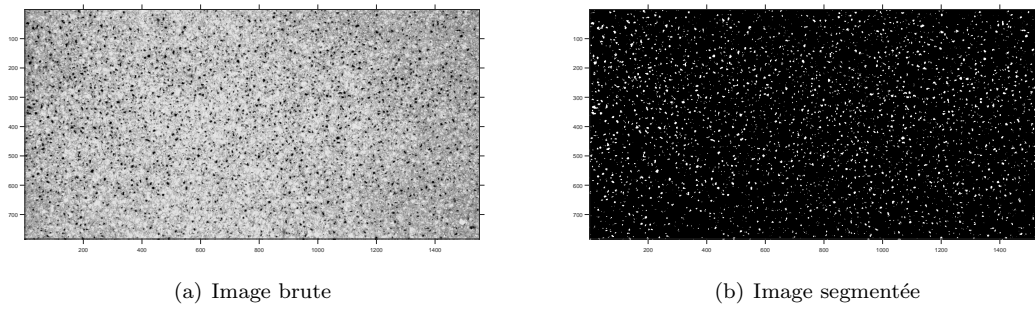


FIGURE 4.7 – Exemple typique de segmentation d'image

4.3.2 La corrélation d'image

La méthode de corrélation d'image est une méthode d'analyse d'image qui permet de calculer le déplacement entre deux images consécutives. Cette méthode est beaucoup utilisée en mécanique des fluides et en mécanique des matériaux [37]. Dans le cas de la mécanique des fluides, elle permet en insérant dans le fluide des particules (traceurs) de mesurer le champ de déplacement et le champ de vitesse de ces particules, c'est ce que l'on appelle la vélocimétrie par imagerie de particules (PIV) [13]. Dans le cas de la mécanique des matériaux, la méthode permet de calculer le champ de déplacement lors de la déformation du matériau. Cela permet à la fois d'avoir une information précise de la déformation du matériau, mais aussi d'étudier l'hétérogénéité des propriétés mécaniques du matériau puisque la corrélation d'image donne une information locale du champ de déformation. Pour ce faire le matériau est peint afin qu'un motif identifiable soit apparent sur la surface observée, ce motif s'appelle le mouchetis. Dans le cas de notre système, la texture naturelle des images de nos contacts rugueux remplit la fonction de mouchetis.

Supposons une matrice $I_{t_0}(i, j)$ qui contient l'intensité lumineuse en chaque point à l'instant t_0 et $I_{t_0+\delta t}(i, j)$ l'intensité lumineuse à l'instant $t_0 + \delta t$. L'intensité à l'instant $t_0 + \delta t$ est supposée être la même qu'à l'instant t_0 , mais déplacée dans le plan, de sorte que dans le cas d'une translation d'un nombre entier de pixels et sans bruit de mesure ni changement d'éclairage on ait :

$$I_{t_0+\delta t}(i, j) = I_{t_0}(i - u, j - v) \quad (4.1)$$

L'objet de la corrélation est donc de trouver les valeurs de u et v du déplacement respectivement selon x et y . Dans le cas réel, le bruit de mesure, les variations de l'éclairage font que l'on ne peut pas avoir cette égalité. La valeur de ce déplacement correspond donc au couple (u, v) qui minimise la différence entre $I_{t_0+\delta t}(i, j)$ et $I_{t_0}(i - u, j - v)$.

La figure 4.25 schématise le principe de corrélation entre deux images consécutives. Faisons le calcul dans le cas d'un signal unidimensionnel.

Exemple unidimensionnel

Supposons deux signaux consécutifs $f(x)$ et $g(x)$. $g(x)$ est égal au signal $f(x)$ translaté de u . Nous pouvons donc écrire :

$$g(x) = f(x - u) \quad (4.2)$$

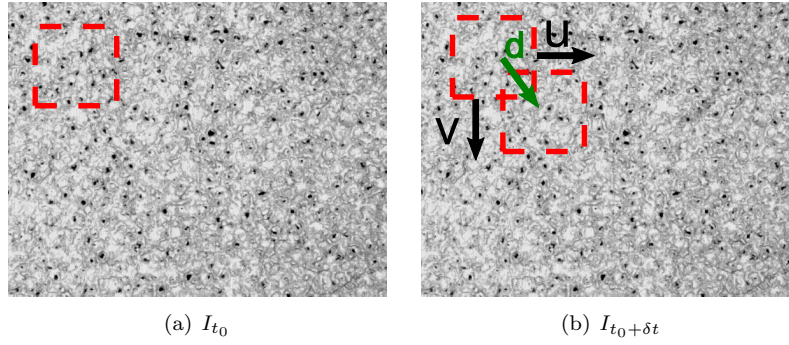


FIGURE 4.8 – Schématisation du principe de corrélation sur deux images consécutives. La zone de corrélation est représentée par le carré rouge. Le vecteur \vec{d} est projeté sur les axes x (u) et y (v).

Le calcul de u peut se faire en minimisant la norme de la différence entre les deux fonctions f et g . La norme choisie est la suivante :

$$\|f\|^2 = \int f(x)^2 dx \quad (4.3)$$

La distance $h(s)$ entre f et g s'écrit donc selon cette norme :

$$h(s) = \int (g(x) - f(x - s))^2 dx = \int g(x)^2 dx - 2 \int g(x)f(x - s)dx + \int f(x - s)^2 dx \quad (4.4)$$

Ainsi pour minimiser la distance $h(s)$ il faut maximiser l'intégrale $\int g(x)f(x - s)$ qui correspond à l'intercorrélation entre f et g . Supposons que f est un signal créneau de largeur 2 démarrant à $x = 0$ et g le même signal décalé de u . Les deux signaux ainsi que l'intercorrélation entre eux sont représentés figure 4.9.

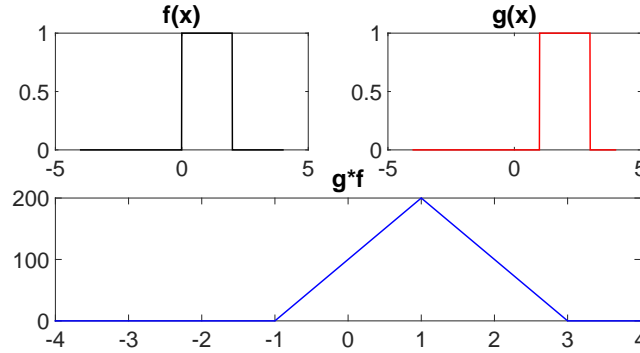


FIGURE 4.9 – Intercorrélation de deux signaux créneaux décalés

Dans l'exemple la fonction g est simplement le décalage de f de 1 et on retrouve que le maximum de la fonction d'intercorrélation est atteint lorsque $x = 1$.

Ce calcul d'intercorrélation peut aussi se faire dans l'espace des transformées de Fourier. Notons \mathbf{F} la transformée de Fourier complexe de f .

$$\mathbf{F} = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int f e^{-2\pi j\omega x} dx \quad (4.5)$$

Notons \bar{A} le conjugué de A . Calculons maintenant le produit $\mathbf{G}\bar{\mathbf{F}}$

$$\mathbf{G}\bar{\mathbf{F}} = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int g(x)e^{-2\pi j\omega x} dx \cdot \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int f(s)e^{2\pi j\omega s} ds \quad (4.6)$$

$$\mathbf{G}\bar{\mathbf{F}} = \frac{1}{2\pi} \int \int g(x)f(s)e^{-2\pi j\omega(x-s)} dx ds \quad (4.7)$$

En faisant le changement de variable $z = x - s$ nous avons :

$$\mathbf{G}\bar{\mathbf{F}} = \frac{1}{2\pi} \int (g \star f)(z)e^{-2\pi j\omega z} dz \quad (4.8)$$

avec $g \star f$ le produit de corrélation des deux signaux. On retrouve donc que le produit $\mathbf{G}\bar{\mathbf{F}}$ est égal à la transformée de Fourier du produit de corrélation de g et f . Ainsi en utilisant la transformée de Fourier inverse nous pouvons retrouver la valeur dans l'espace réel. Dans le code Matlab, utilisé dans la suite de ce chapitre, c'est cette méthode qui est utilisée pour calculer la corrélation d'image. La méthode est la même dans notre cas sauf que nous utilisons la transformée de Fourier discrète puisque notre signal, l'intensité lumineuse des pixels, est discret.

Dans le cas en deux dimensions, la formule unidimensionnelle peut se généraliser et il faut alors maximiser la fonction de corrélation h des deux matrices.

$$h(u, v) = (I_{t_0+\delta t} \star I_{t_0}) = \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^M I_{t_0+\delta t}(i, j) I_{t_0}(i - u, j - v) \quad (4.9)$$

Cette discrétisation entraîne un problème majeur, la précision de la valeur du déplacement mesuré est égale à la taille du pixel. Si le déplacement réel est une fraction de pixel, l'intercorrélation nous donnera une mauvaise valeur de déplacement. En pratique, la fonction de corrélation est interpolée pour augmenter la précision du calcul.

Dans le cas unidimensionnel, posons $c(n)$ la fonction d'intercorrélation entre deux signaux. Le nombre de points considérés vaut N . La transformée de Fourier discrète de cette fonction s'écrit :

$$\mathbf{C}(\omega) = \sum_{n=0}^{N-1} c(n)e^{-2\pi i \frac{n\omega}{N}} \quad (4.10)$$

Supposons que nous voulions augmenter la précision de l'échantillonnage d'un facteur p . Le nombre de points devient alors $p \cdot N$. Notons c_p la fonction suréchantillonnée. La relation entre c_p et c s'écrit :

$$c_p(p \cdot n) = c(n) \quad (4.11)$$

Dans cet exemple, nous utilisons une interpolation linéaire. Notons $\alpha(n)$ le noyau d'interpolation. Ce noyau permet de passer de la fonction initiale à la fonction interpolée par la relation :

$$c(n') = \sum_{n=0}^{N-1} c(n)\alpha(n' - \delta n) \quad (4.12)$$

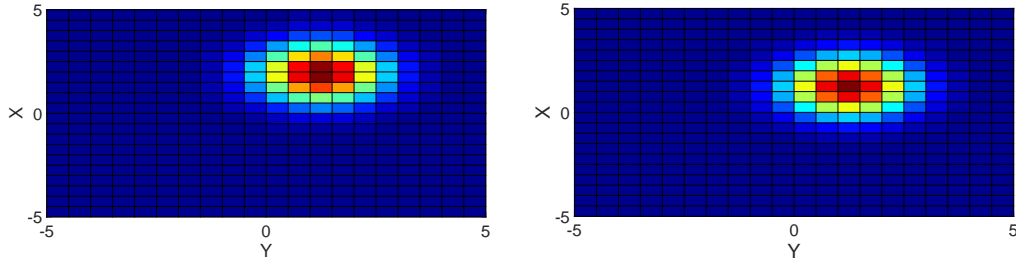


FIGURE 4.10 – Signaux gaussiens utilisés

avec δ le pas d'échantillonnage initial. Dans le cas d'une interpolation linéaire les valeurs de α sont :

$$\alpha(n) = \begin{cases} 1 - \frac{|n|}{p} & \text{si } |n| \leq p \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \quad (4.13)$$

Nous définissons la fonction intermédiaire $c_{int}(n')$, en intercalant des zéros entre les points du signal initial.

$$c_{int}(n') \begin{cases} c(n) & \text{si } n' = pn \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \quad (4.14)$$

Le signal interpolé s'écrit finalement :

$$c_p(n') = \sum_{n=0}^{pN-1} c_{int}(n')\alpha(n' - n) \quad (4.15)$$

Exemple

Afin de montrer l'importance d'un code de subpixel, c'est à dire d'un code de corrélation d'image qui permet le calcul de déplacement avec une précision inférieure au pixel, nous créons deux signaux gaussiens de même écart type, mais de moyenne différente.

$$c_1(n, m) = \exp\left(-\frac{(n - E_x)^2}{2\sigma_x^2}\right) + \exp\left(-\frac{(m - E_y)^2}{2\sigma_y^2}\right) \quad (4.16)$$

$$c_2(n, m) = \exp\left(-\frac{(n - E'_x)^2}{2\sigma_x^2}\right) + \exp\left(-\frac{(m - E'_y)^2}{2\sigma_y^2}\right) \quad (4.17)$$

Supposons que l'échantillonnage soit de 0,5. Les deux signaux sont représentés figure 4.10.

Pour cet exemple nous avons choisi de décaler les deux signaux seulement selon une direction (verticale x). Nous avons donc $E'_y = E_y$. Nous avons choisi un déplacement entre les deux signaux qui n'est pas un multiple du pas d'échantillonnage afin de mettre en évidence l'intérêt d'un code subpixel. Nous posons donc : $E_x = 1$ et $E'_x = 2.7$. Calculons maintenant l'intercorrélation entre ces deux signaux afin de déterminer le déplacement comme nous l'avons montré précédemment. La fonction d'intercorrélation est représentée figure 4.11.

Le maximum de corrélation a lieu pour le couple $(x(n) = 1.5, y(n) = 0)$. Au lieu de trouver un déplacement de 1.7, l'échantillonnage limite la précision de calcul du déplacement.

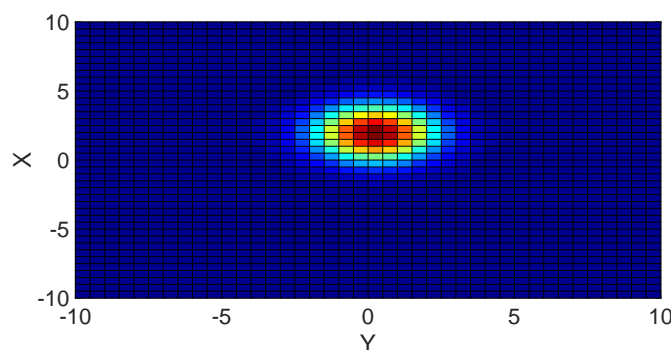


FIGURE 4.11 – Intercorrélation des deux signaux décalés

Refaisons maintenant le calcul en utilisant un algorithme d'interpolation. La fonction interpolée est représentée figure 4.12.

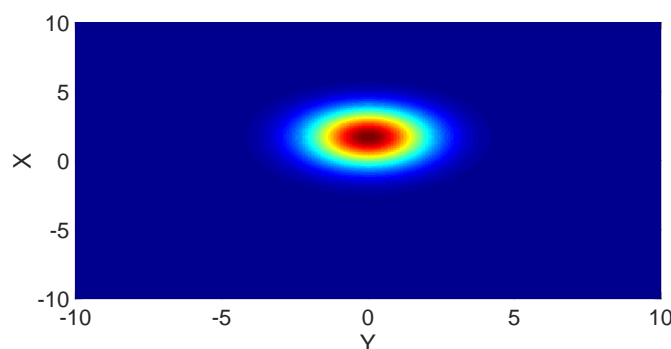


FIGURE 4.12 – Fonction de corrélation interpolée des deux signaux

Dans ce cas le couple qui maximise la corrélation est $(x(n) = 1.7, y(n) = 0)$. La précision est donc maintenant inférieure au pas d'échantillonnage et nous retrouvons une valeur d'autant plus précise de déplacement. Il existe plusieurs moyens d'interpoler la fonction d'intercorrélacion, interpolation linéaire, par une fonction gaussienne etc. Cependant, si la fonction d'interpolation est mal choisie la méthode de corrélation va avoir tendance à donner des résultats de déplacement proche d'un nombre entier de pixels, c'est ce que l'on appelle le "pixel-locking". Pour s'affranchir de ce problème, il faut choisir la bonne fonction d'interpolation. Dans ce contexte, une méthode de calcul subpixel optimale a été développée par Guizar-Sicairos et al [41]. C'est cette méthode que nous utiliserons par la suite.

4.4 Étude du contact statique chaussée/élastomère

Le contact pneu/chaussée a été étudié expérimentalement par Cesbron et al. [25] et numériquement par Dubois et al. [34]. Cesbron et al. [25] ont montré une diminution de l'aire apparente de contact de 20% entre une situation statique et une situation de roulement (voir figure 4.13). Pour mesurer le champ de pression dans de tels contacts, ils utilisent une plaque constituée de capteurs de pression. La plaque donne la distribution spatiale de la contrainte dans le contact.

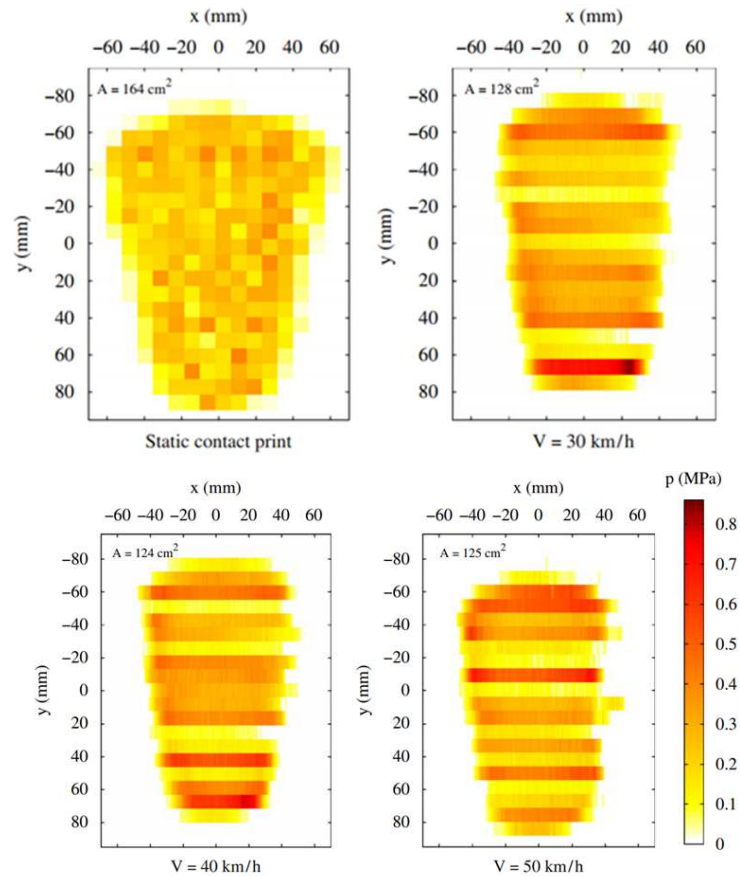


FIGURE 4.13 – Mesure du contact pneumatique/chaussée par Cesbron. L’aire de contact est mesurée par l’intermédiaire d’un capteur de pression divisé en plusieurs cellules. [25]

Afin de mieux comprendre le contact entre la chaussée et le pneumatique, nous avons étudié un contact analogue formé d’un pain de PDMS lisse et d’un échantillon de chaussée BBTM. Le PDMS a été choisi pour remplacer le pneu, car il présente l’avantage d’être transparent. Nous pourrions donc observer le contact à travers. De plus il est simple de le mouler de telle sorte que ce dernier soit lisse ce qui permet une détection efficace des zones de contact. Des images du contact statique ont été prises (voir figure 4.14). En segmentant les images, nous avons extrait des informations sur la structure du contact élastomère/chaussée.

Nous avons imposé plusieurs forces normales pour observer l’évolution de l’aire de contact réelle totale en fonction de la force normale. Le résultat est représenté figure 4.15.

Nous observons que l’aire totale de contact réelle augmente linéairement avec la force normale. En interpolant linéairement les résultats de la mesure nous trouvons une pente de $5.9 \pm 0.1 \cdot 10^{-6} m^2/N$. La linéarité de cette évolution est compatible avec le modèle de contact de Greenwood et Williamson [39]. Le modèle de Greenwood et Williamson considère le contact entre deux surfaces rugueuses. La rugosité aléatoire de la surface est représentée par des aspérités sphériques de différentes hauteurs, mais de rayon de courbure identique. Pour les auteurs le contact rugueux/rugueux est équivalent à un contact rugueux/lisse, mais dont la rugosité de la distribution des hauteurs d’aspérité de la surface rugueuse est la même que celle de la somme des

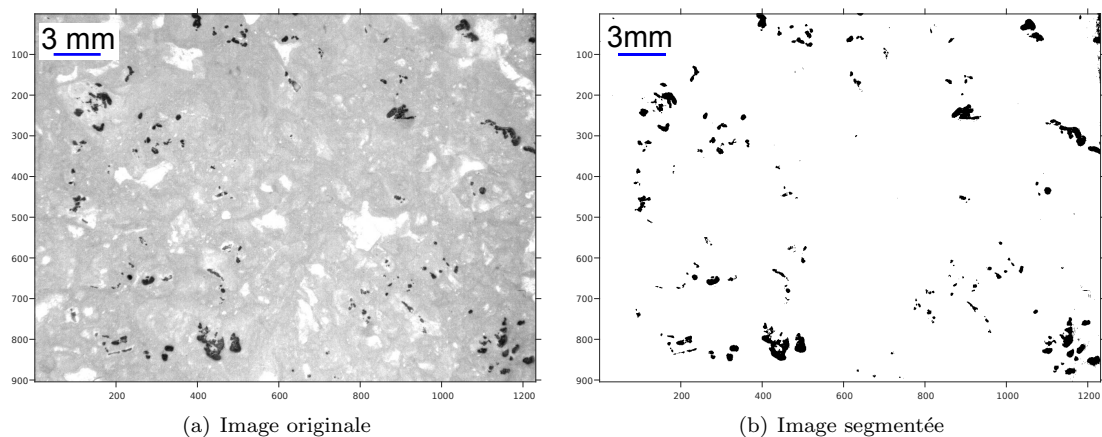


FIGURE 4.14 – Image du contact PDMS/chaussée (BBTM 0/10) pour une force normale de 3.2 N

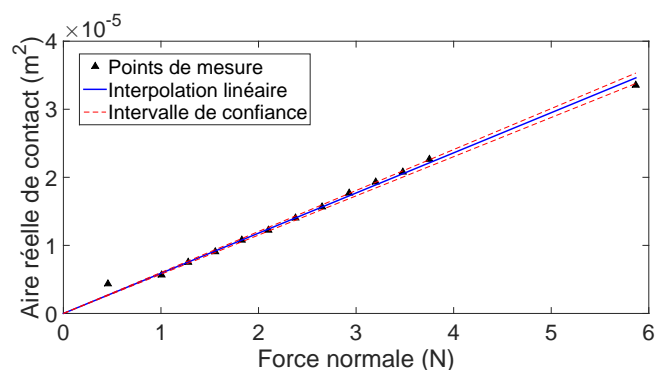


FIGURE 4.15 – Évolution de l'aire de contact en fonction de la charge normale pour le contact PDMS/chaussée (BBTM 0/10)

deux rugosités précédentes. Le schéma de cette modélisation est représenté figure 4.16.

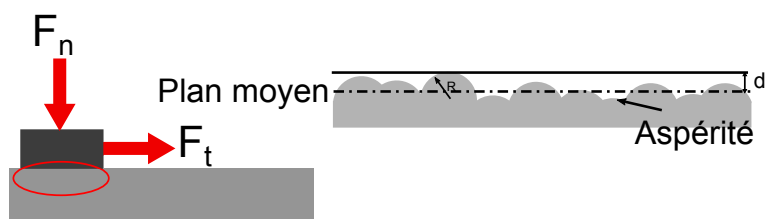


FIGURE 4.16 – Représentation de la rugosité selon le modèle de Greenwood-Williamson

Soit X la variable aléatoire représentant la hauteur du sommet d'une aspérité. La probabilité que cette variable soit inférieure à z vaut :

$$F(z) = \text{proba}(X \leq z) \quad (4.18)$$

ϕ , la densité de probabilité de hauteur de l'aspérité est alors égale à :

$$\phi(z) = \frac{dF(z)}{dz} \quad (4.19)$$

Pour une surface lisse située à une distance d de la surface rugueuse, le nombre d'aspérités en contact vaut :

$$N = nS \int_d^\infty \phi(z) dz \quad (4.20)$$

avec n la densité surfacique d'aspérités et S la surface apparente de contact.

En supposant que chaque aspérité en contact suit une loi de Hertz, l'aire de contact d'une aspérité situé à une hauteur z vaut :

$$A_s(z) = \pi R(z - d) \quad (4.21)$$

donc l'aire totale vaut :

$$A = \pi nSR \int_d^\infty (z - d)\phi(z) dz \quad (4.22)$$

De la même manière, la force normale individuelle vaut, selon Hertz,

$$F_s(z) = \frac{4}{3}E\sqrt{R}(z - d)^{\frac{3}{2}} \quad (4.23)$$

Donc la force normale totale vaut :

$$F_n = nS \int_d^\infty \sqrt{RE^*} \frac{4}{3}(z - d)^{\frac{3}{2}}\phi(z) dz \quad (4.24)$$

avec E^* le module réduit du matériau, défini comme dans le prérequis de mécanique du chapitre 2.

En remplaçant $\phi(z)$ par une loi exponentielle, le modèle de Greenwood-Williamson permet de retrouver les résultats des lois d'Amontons-Coulomb, c'est-à-dire du fait que l'aire de contact réelle est proportionnelle à la force normale, et ne dépend donc pas de l'aire apparente du contact. D'autres expériences réalisées par Nogueira et al. [61] ont permis de valider le modèle de Greenwood-Williamson.

Afin de mieux comprendre les mécanismes qui régissent cette augmentation de force normale, nous avons mesuré l'évolution du nombre de spots de contact avec la force normale ainsi que la taille moyenne d'un contact. Les résultats de ces mesures sont représentés figure 4.17.

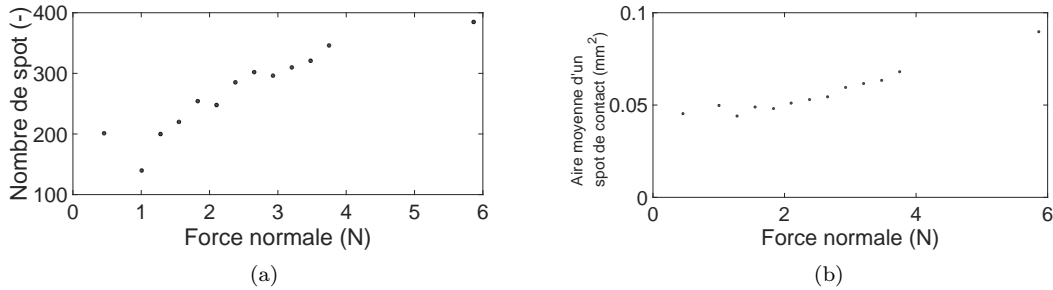


FIGURE 4.17 – Évolution du nombre et de l'aire moyenne de la population des spots de contact en fonction de la charge normale, pour le contact PDMS/chaussée BBTM 0/6

Nous déduisons de ces résultats deux phénomènes, d'une part les spots de contact existant grossissent lorsque la charge normale augmente, d'autre part de nouveaux

spots de contact sont créés. La distribution de l'aire des spots de contact est aussi modifiée lorsque la charge normale augmente. La figure 4.18 montre la distribution de l'aire des spots de contact pour la force normale minimale et la force normale maximale testée.

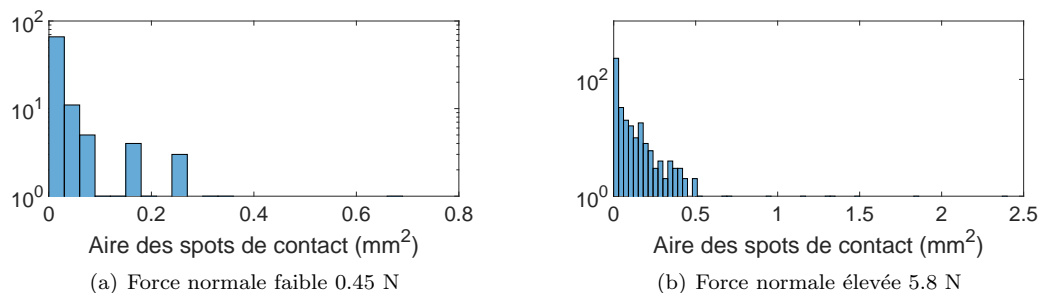


FIGURE 4.18 – Histogramme de l'aire des spots de contact pour deux forces normales (0.48 N et 5.8 N).

Nous observons dans cette distribution non seulement une augmentation du nombre de contacts, mais aussi une augmentation de leur taille. En effet, en observant individuellement les contacts on observe une augmentation de leur aire (voir figure 4.19).

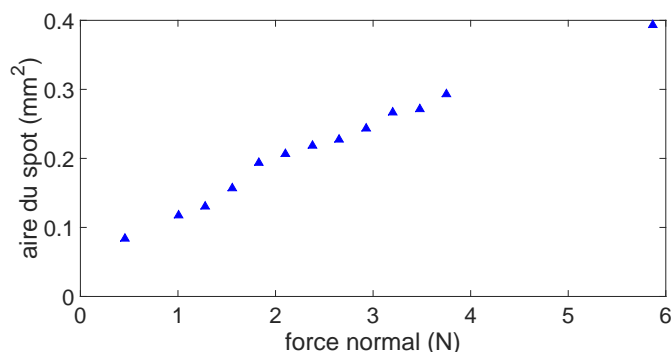


FIGURE 4.19 – Évolution de l'aire d'un spot de contact en fonction de la force normale.

À chaque étape d'augmentation de force normale, nous pouvons distinguer trois phénomènes participants de l'augmentation de l'aire contact totale.

1. l'augmentation de l'aire de chaque spot de contact
2. l'apparition de nouveaux contacts
3. la coalescence de contacts voisins

Pour chaque augmentation de force normale, nous avons calculé l'augmentation d'aire de contact totale. Nous avons calculé l'augmentation d'aire de contact liée à l'augmentation d'aire des spots de contact et celle liée à l'apparition de nouveaux spots de contact. La figure 4.20 représente la part d'augmentation d'aire de contact totale liée à chaque phénomène pour chaque augmentation de force normale.

Nous remarquons que le grossissement des spots de contacts existants est responsable d'environ 60% de l'augmentation d'aire de contact totale. L'apparition de nouveaux contacts est responsable de seulement 10% de l'augmentation de l'aire

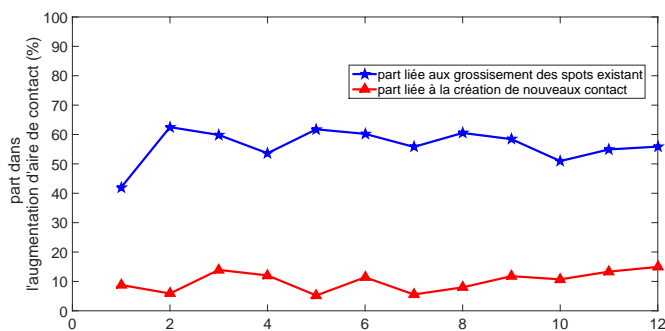


FIGURE 4.20 – Comparaison de la participation de deux phénomènes menant à l’augmentation d’aire de contact réelle pour chaque incrément de force normale

de contact totale. Ce qui fait qu’il y a environ 30% de l’augmentation de l’aire de contact qui est dû à la coalescence des contacts. Ce n’est donc pas un effet à négliger lorsque l’on veut calculer l’aire réelle de contact.

4.5 Visualisation de la mise en glissement

Nous allons maintenant étudier la mise en glissement d’un parallélépipède de PDMS rugueux en contact avec un substrat en verre lisse. Au cours de la mise en glissement, nous étudierons le déplacement des points de contact grâce à la méthode de corrélation, ainsi que l’évolution de l’aire de contact réelle grâce à la méthode de segmentation.

4.5.1 Aire de contact réelle

Afin d’analyser l’évolution de l’aire de contact au cours de la mise en glissement, nous avons segmenté l’image pour extraire de l’image les microcontacts (voir figure 4.7).

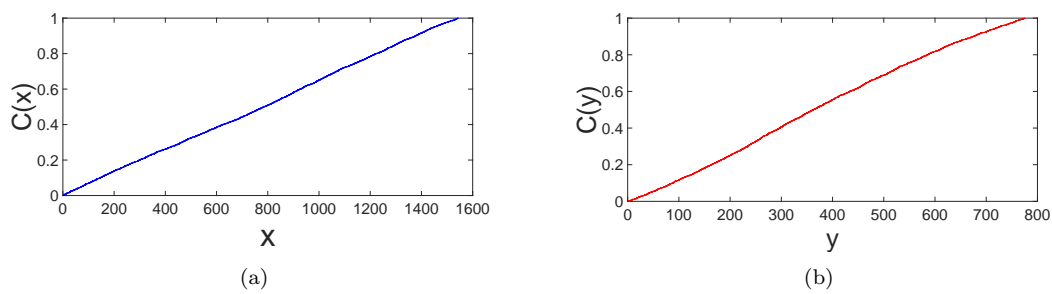
Ces images segmentées suggèrent que la répartition spatiale des différents spots de contact est homogène. Afin de vérifier cette hypothèse, nous calculons la probabilité cumulée de la position en abscisse, x , ou en ordonnée, y . La position d’un spot est définie comme le barycentre du spot. Soit $P(x)$ la probabilité qu’un spot de contact soit situé entre x et $x + dx$. La distribution de probabilité cumulée s’écrit :

$$C(X) = \int_0^X P(x)dx \quad (4.25)$$

La distribution de probabilité cumulative est tracée figure 4.21 pour les deux directions x et y .

Nous observons que les deux distributions de probabilité cumulées sont raisonnablement linéaires. Cela signifie que toutes les positions sont équiprobables, et la densité de probabilité correspond à la pente de cette droite. Ainsi la distribution spatiale des spots de contact est statistiquement homogène.

À présent, suivons l’évolution de l’aire réelle sous cisaillement croissant. Grâce à la synchronisation de l’acquisition des efforts tangentiels et des images, nous pouvons associer à chaque image du contact une valeur de force tangentielle. La figure 4.22

FIGURE 4.21 – Probabilité cumulée de la position dans le contact, selon x et y

représente sur le même axe temporel l'évolution de la force tangentielle et l'évolution de l'aire réelle de contact.

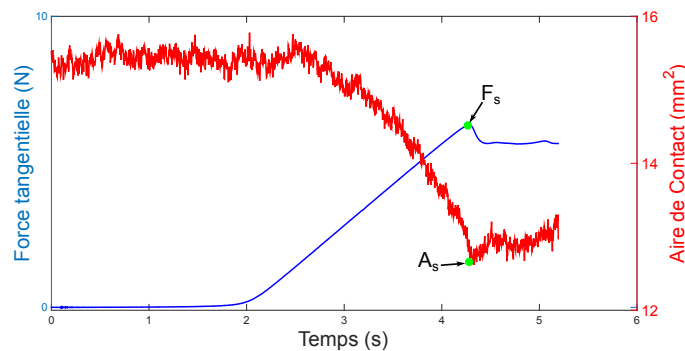
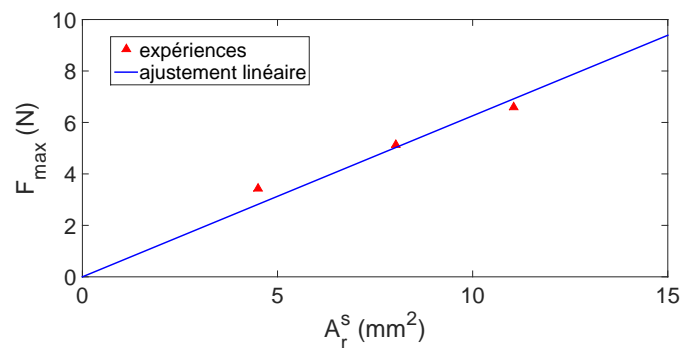


FIGURE 4.22 – Évolution typique de l'aire de contact réelle et de la force tangentielle au cours de la mise en glissement

Grâce à la synchronisation des mesures de force et des images du contact nous pouvons connaître la valeur de l'aire réelle de contact, A_r^s , lorsque le pic de frottement statique, F_s , est atteint. D'après Sahli [79] le pic de frottement statique est directement proportionnel à l'aire de contact réel. La figure 4.23 représente le pic de frottement statique en fonction de l'aire réelle de contact.

FIGURE 4.23 – Évolution du pic de frottement en fonction de l'aire réelle de contact pour un contact PDMS rugueux/verre, vitesse de mise en glissement $v = 1\text{mm/s}$

Dans notre cas nous observons aussi la proportionnalité entre F_s et A_r^s . La courbe

ajustée est représentée en rouge figure 4.23. Nous pouvons écrire

$$F_s = \tau A_r^s \quad (4.26)$$

avec $\tau = 0.6 \pm 0.1 N/mm^2$

Nous observons une diminution significative de l'aire de contact lors de la mise en glissement. On retrouve les résultats déjà présentés par Sahli [80]. En effet, en réalisant des expériences similaires il a montré que la diminution d'aire de contact en fonction de la force tangentielle suit la loi suivante :

$$A_r(F_t) = A_{r0} - \alpha F_t^2 \quad (4.27)$$

avec F_t la force de cisaillement, A_{r0} l'aire réelle de contact initial. Le paramètre α dépend en particulier de la force normale appliquée à l'interface.

4.5.2 Évolution du champ de déplacement

Pour mesurer le déplacement du contact au cours de la mise en glissement, l'interface est subdivisée en dix zones de même largeur. Ainsi par corrélation d'image le déplacement de l'interface est calculé au cours de la mise en glissement, ce pour chaque portion du contact. Le principe de la subdivision est schématisé en figure 4.24.

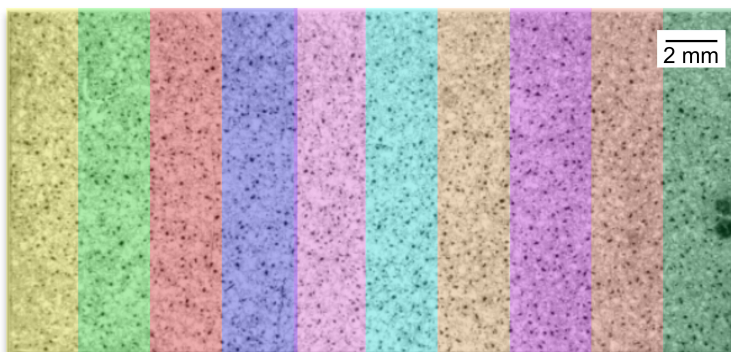


FIGURE 4.24 – Les dix zones de l'interface utilisées pour les calculs du déplacement

Chaque zone colorée correspond à une zone de corrélation. Nous avons choisi des tailles de corrélation assez grandes comme celles-ci, car elles permettent d'observer le déplacement d'un plus grand nombre de pixels par zone et donc offrent une bonne précision dans le calcul de l'intercorrélation. Évidemment, ce que nous avons gagné en précision sur le déplacement, nous l'avons perdu en résolution spatiale (zones d'environ trois millimètres, pour lesquelles nous n'aurons que le déplacement moyen).

Pour chaque zone le déplacement est calculé entre l'image 0 et l'image i . La figure 4.25 montre l'évolution du déplacement au cours de la mise en glissement pour chaque zone de la figure 4.24.

Pour chaque zone le déplacement du contact suit l'évolution suivante : une partie linéaire pendant laquelle les deux solides sont collés et l'interface est cisailée jusqu'à atteindre un maximum ; ensuite un léger retour élastique, enfin la zone est en glissement total et le déplacement reste constant (l'élastomère est fixe par rapport à la caméra, alors que le verre est entraîné de gauche à droite). Nous retrouvons donc

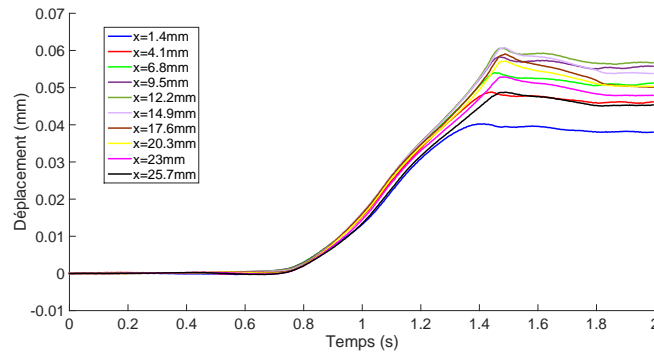


FIGURE 4.25 – Déplacement de l’interface au cours de la mise en glissement à une vitesse de 1 mm/s pour les dix zones de tailles égales de la figure 4.24. x correspond à l’abscisse du centre de la zone.

une évolution analogue à celle de la force tangentielle. En effet lors du cisaillement la force tangentielle est linéaire au début jusqu’à atteindre la force de frottement maximum, après ce pic de frottement il y a une décroissance jusqu’à atteindre un plateau, la force de frottement dynamique. Notons que chaque zone atteint son maximum de déplacement à un instant qui lui est propre et que la valeur de ce déplacement lui est aussi propre. Pour chaque zone nous pouvons donc identifier l’instant de glissement t_s pour laquelle la zone atteint son déplacement maximum d_s . Nous considérons que lorsqu’une zone a atteint son déplacement maximum, alors cette zone entre en glissement. Pour simplifier les représentations à chaque zone est associée une abscisse x correspondant à la position moyenne de la zone.

La figure 4.26 représente le temps seuil t_s pour chacune des positions x de la zone. Nous constatons que l’instant de glissement dépend de la position dans l’interface.

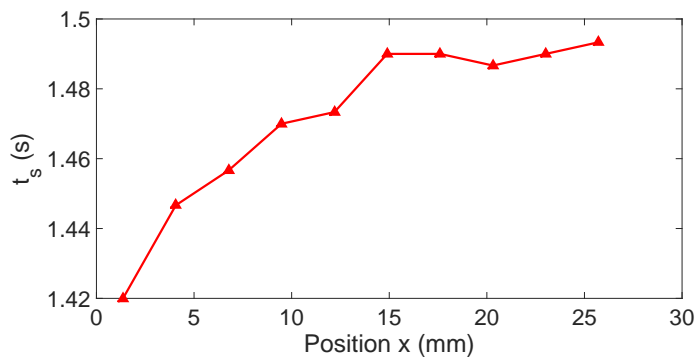


FIGURE 4.26 – Instant de glissement pour chacune des zones en fonction de la position de la zone, pour un contact/élastomère verre chargé à une vitesse de 1 mm/s.

Nous observons un front de glissement qui se propage de la gauche de l’interface à sa droite. Le front met 0.07 s pour traverser l’ensemble de l’interface. La vitesse moyenne du front est d’environ 0.33m/s.

À partir de la courbe 4.25, nous pouvons aussi mesurer le déplacement maximum dans chaque zone. Ce déplacement seuil est représenté figure 4.27. Nous observons que la courbe de d_s en fonction de la position suit une évolution en ”cloche”. Le déplacement seuil est maximal pour la zone au centre du contact.

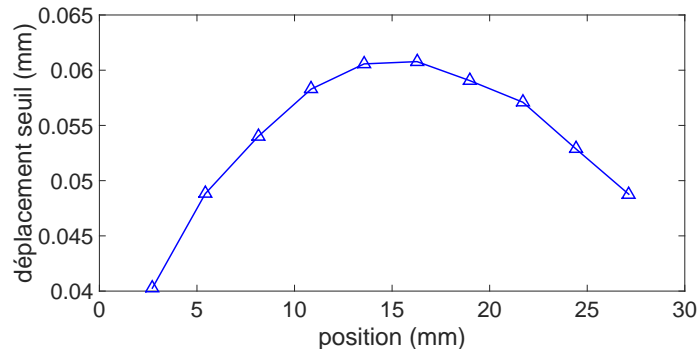


FIGURE 4.27 – Déplacement maximum en fonction de la position de la zone pour une mise en glissement d'un contact verre/PDMS à une vitesse de mise en glissement de 1 mm/s, pour une force normale de 6.2 N.

Le rayon moyen des spots de contact sur toute l'image est de $0.045 \pm 0.015 \text{ mm}$. Le déplacement seuil est donc de l'ordre de la taille d'un spot de contact. Nous observons qu'il y a des zones où le déplacement maximum est plus élevé qu'à d'autres. Il est possible que ce seuil de déplacement plus élevé soit lié à l'aire réelle de contact dans la zone, car l'aire réelle de contact pilote la force de mise en glissement au niveau macroscopique. Pour vérifier cette hypothèse nous avons tracé l'aire réelle de contact d'une zone en fonction de la position x de la zone (voir figure 4.28).

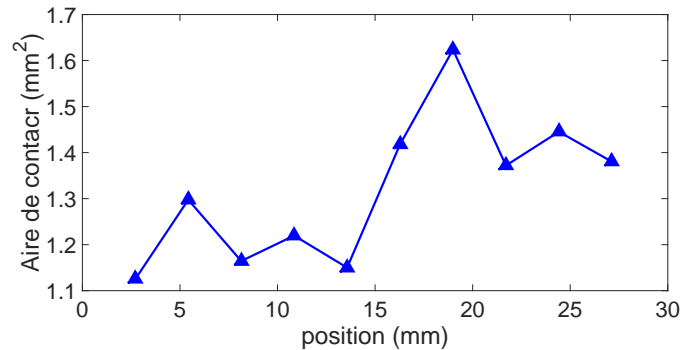


FIGURE 4.28 – Aire réelle de contact à l'instant du glissement dans une zone en fonction de la position x de la zone pour un contact verre/PDMS à une vitesse de mise en glissement de 1 mm/s, pour une force normale de 6.2 N.

Nous observons qu'il n'y a pas de lien évident entre le déplacement maximum d'une zone de corrélation (figure 4.27) et l'aire réelle de contact dans cette zone (figure 4.28).

La figure 4.29 représente pour chaque zone le temps seuil t_s sur l'axe des abscisses et le déplacement maximum d_s sur l'axe des ordonnées.

Nous observons qu'il n'y a pas une relation unique entre le déplacement maximum et l'instant de mise en glissement de la zone. En effet, pour une même valeur de d_s il existe plusieurs valeurs de t_s . Cela suggère qu'il existe un effet dynamique dans la propagation du front.

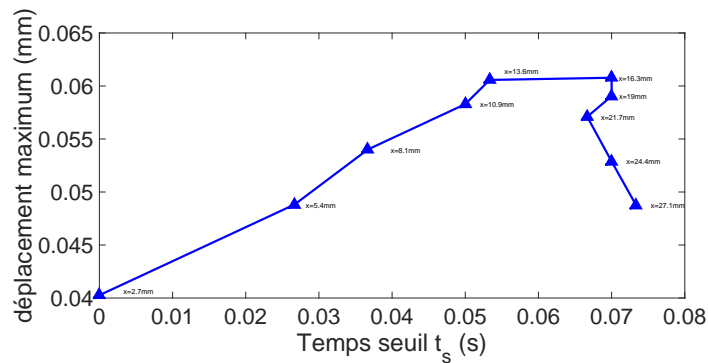


FIGURE 4.29 – Déplacement maximum en fonction de l’instant de glissement pour une vitesse de mise en glissement de 1 mm/s. À droite de chaque couple (t_s, d_s) est écrite la position de la zone correspondante

4.5.3 Effet d’une topographie sur la mise en glissement

Afin de se rapprocher d’un contact pneumatique/chaussée nous avons ajouté une rugosité sur le substrat en verre pour étudier son effet sur la mise en glissement. La rugosité ajoutée est simple, nous avons texturé le substrat en verre de telle sorte que la texture forme des créneaux périodiques (voir figure 4.30). Plusieurs texturations avec des longueurs d’onde différentes ont été testées.

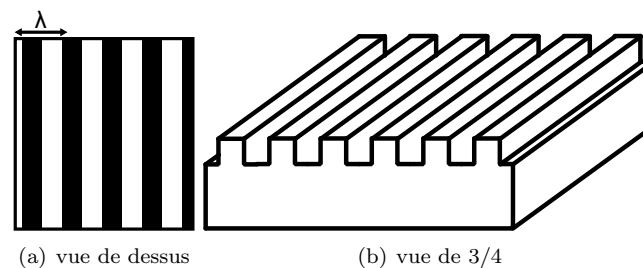


FIGURE 4.30 – Schéma de la texturation en créneaux

Cette texturation a été réalisée par le procédé de photolithographie. Ce procédé permet de texturer une surface avec de la résine photosensible. La figure 4.31 représente les différentes étapes de réalisation de la texture par photolithographie.

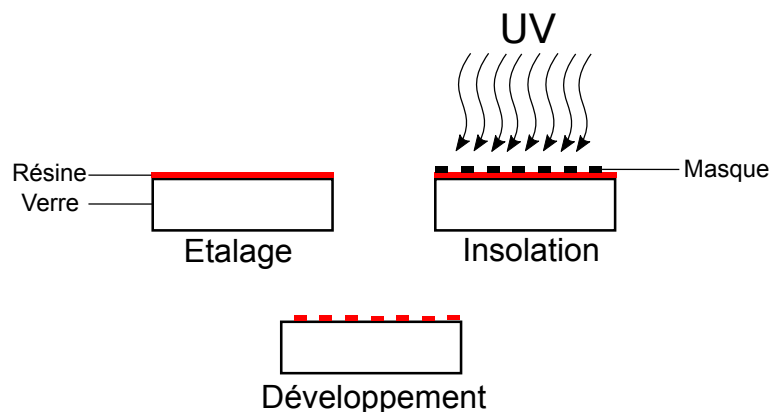


FIGURE 4.31 – Description schématique du procédé de photolithographie

Dans un premier temps une résine photosensible est répartie sur l'échantillon à l'aide d'une tournette (spin coater). Cette tournette permet d'étaler de manière uniforme la résine sur l'ensemble de l'échantillon avec une épaisseur qui dépend de la vitesse de rotation du spin coater et de la viscosité de la résine utilisée. Ensuite, la résine est chauffée pendant plusieurs minutes afin d'évaporer certains solvants de la résine, qui pourraient nuire ensuite à la réticulation. Pour que certaines parties de la surface ne soient pas exposées au rayonnement ultra-violet (U.V.), la structure est imprimée en noir en négatif sur un masque originellement transparent. Ainsi l'encre cache certaines parties de la surface aux rayons U.V. Une fois le masque posé sur la résine, l'échantillon est placé dans un four à U.V. réglé sur une énergie surfacique qui dépend de l'épaisseur de la couche de résine. Les rayons U.V. vont créer des liaisons entre les chaînes du polymère dans les parties exposées. Les chaînes de polymères de ces différentes zones seront donc longues ce qui va réduire leur solubilité dans le révélateur. L'étape d'insolation est suivie par une étape de cuisson qui permet la diffusion des réactions de réticulation amorcées par l'insolation. La dernière étape est celle du développement, l'échantillon est placé dans un solvant dans lequel les parties non insolées de la résine se dissolvent.

Nous avons choisi des masques comportant des bandes de largeurs différentes : 1 mm , 2 mm , 3 mm , 4 mm , 5 mm . Chaque bande créera une sur-épaisseur de résine, qui sera séparée par des creux de même largeur. La hauteur des bandes est de 17 micromètres . Afin que le contact soit de même nature chimique dans les creux comme dans les bosses nous avons disposé sur toute la surface du substrat en verre une couche lisse en résine avant de réaliser la texturation.

Contact initial

Les figures 4.32, 4.33, 4.34, 4.35, 4.36 montrent le contact initial pour chaque substrat lorsqu'il est soumis à une force normale de 3.6 N . Nous remarquons que

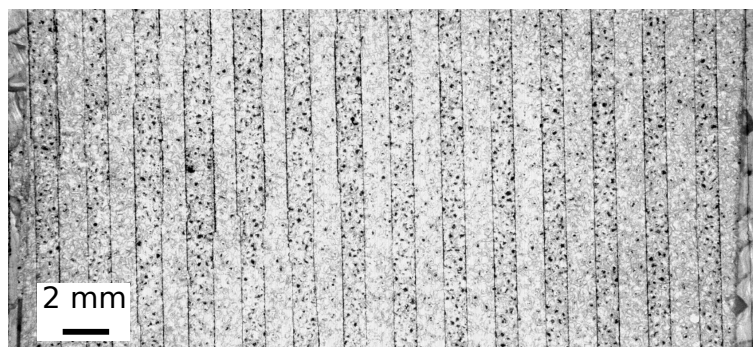


FIGURE 4.32 – Image du contact initial pour le substrat texturé avec une longueur d'onde de 2 mm

pour cette force normale, il y a des micro-contacts à la fois dans les creux et sur les bosses, car l'épaisseur des motifs est petite devant la déformation du PDMS. Cependant le contact n'est plus uniforme comme dans le cas du substrat lisse. La figure 4.37 représente le nombre de microcontacts en fonction de la position. Cette distribution du nombre de contacts met en évidence que dans les creux il y a moins de microcontacts, car la pression locale y est plus faible.

Résultats en frottement

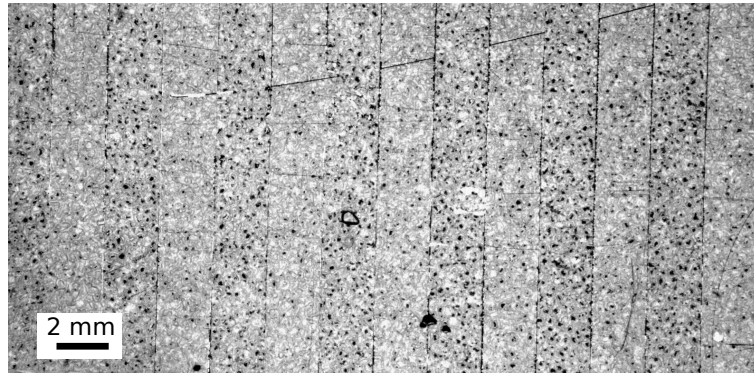


FIGURE 4.33 – Image du contact initial pour le substrat texturé avec une longueur d’onde de 4 mm

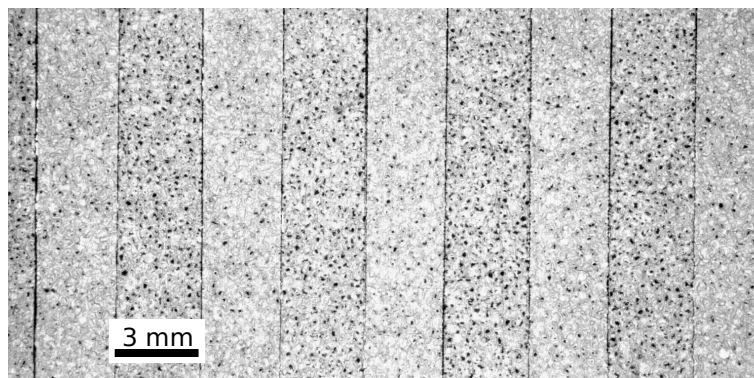


FIGURE 4.34 – Image du contact initial pour le substrat texturé avec une longueur d’onde de 6 mm

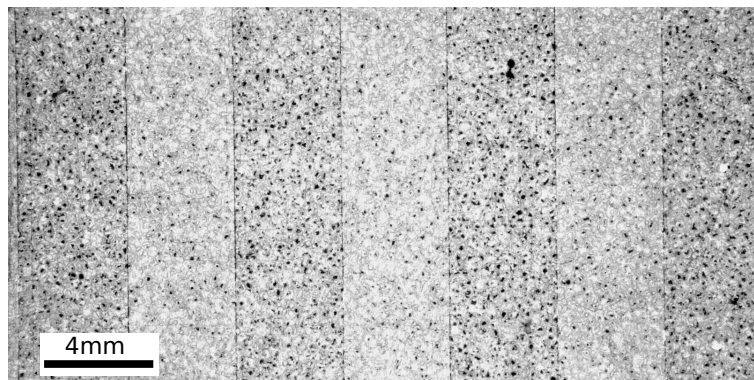


FIGURE 4.35 – Image du contact initial pour le substrat texturé avec une longueur d’onde de 8 mm

La figure 4.38 représente l’évolution de la force tangentielle lors de la mise en glissement de chacun des substrats avec une vitesse de chargement de 1 mm/s . Comme pour les essais sur une surface lisse, la force de frottement augmente puis atteint un maximum F_s , il y a ensuite une diminution de la force tangentielle jusqu’à atteindre une valeur stable.

Pour étudier la dynamique de mise en glissement, nous avons utilisé la méthode de corrélation d’images comme pour le substrat lisse. Cependant, une difficulté

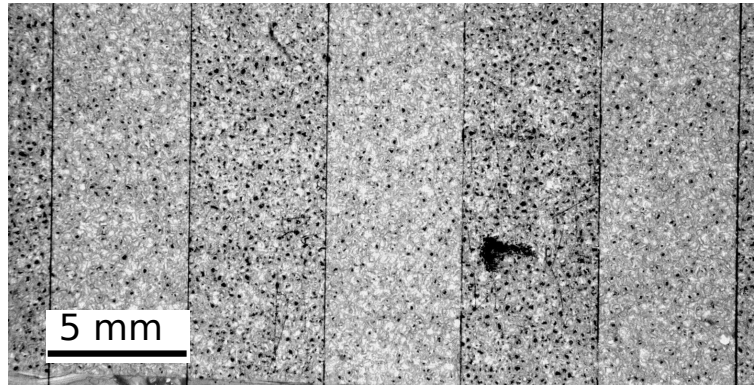


FIGURE 4.36 – Image du contact initial pour le substrat texturé avec une longueur d'onde de 10 mm

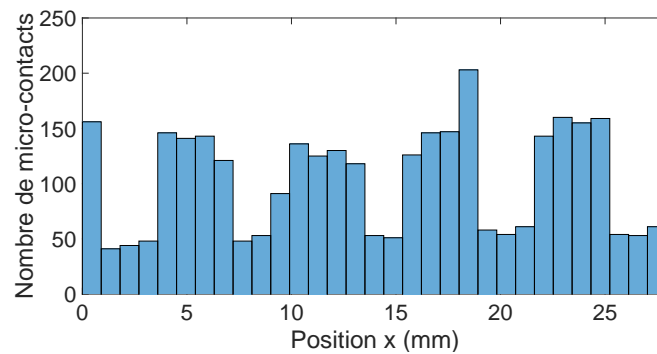


FIGURE 4.37 – Nombre de micro-contacts en fonction de la position en x pour le substrat texturé avec une longueur d'onde de 6 mm, pour une force normale de 6.3 N

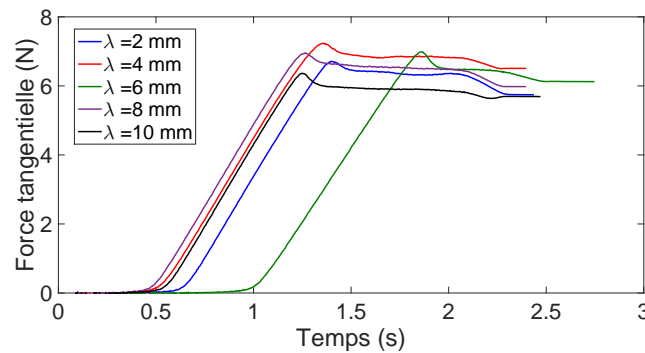


FIGURE 4.38 – Évolution de la force tangentielle au cours du cisaillement et de la mise en glissement pour différents substrats avec des texturations similaires, mais de différentes longueurs d'onde λ , $F_n = 3.6 N$, pour une vitesse de chargement de 1 mm/s

supplémentaire survient : lors du déplacement du substrat en résine nous pouvons observer le déplacement des arêtes de la texturation. Le passage des arêtes dans la boîte de corrélation au cours de la mise en glissement perturbe le calcul de corrélation, car celles-ci ne sont pas solidaires de la déformation du matériau rugueux. Pour éviter de perturber le résultat de la corrélation d'images, nous avons décidé d'observer le déplacement à partir d'un instant proche du glissement. Chaque boîte de corrélation correspond à l'intérieur d'une bande. De cette manière le déplacement du bord des

bandes sera assez faible pour que, jusqu'à la fin du calcul de corrélation, la boîte de corrélation soit toujours comprise entre deux bords du créneau.

La figure 4.39 représente l'instant de glissement en fonction de la position du centre de la boîte de corrélation.

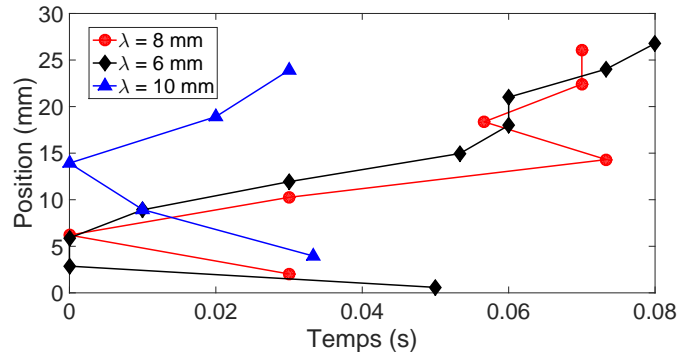


FIGURE 4.39 – Instant de mise en glissement en fonction de la position de la bande pour trois substrats différents, $\lambda = 6$ mm, $\lambda = 8$ mm, $\lambda = 10$ mm, mis en glissement à une vitesse de 1 mm/s, pour une force normale de 6.3 N.

Nous avons remarqué dans l'analyse de la mise en glissement sur une surface lisse que le front de mise en glissement commençait sur les bords de l'interface. Dans le cas d'interfaces texturées, la mise en glissement est quelque peu différente. En effet nous observons que dans le cas de la texturation de longueur d'onde 10mm la mise en glissement commence au milieu de l'interface puis se propage des deux côtés de cette dernière. Il est possible que du fait des hétérogénéités de la surface liées à la texturation les zones puissent entrer en glissement indépendamment des zones adjacentes, ce qui fait que le front de glissement peut s'initier à plusieurs endroits.

4.6 Visualisation du contact en roulement/glisement

Motivées par l'apport de la visualisation dans la compréhension de la mise en glissement, des expériences de visualisation du contact en roulement/glisement ont aussi été réalisées. Pour observer le contact cylindre/plan, la chaussée est remplacée par un disque de verre lisse et le pneumatique par un cylindre de gomme. L'observation du contact est possible grâce à un microscope situé en dessous du contact sur le banc LUG présenté dans le chapitre 3. La figure 4.40 représente le schéma du dispositif expérimental utilisé pour visualiser le contact.

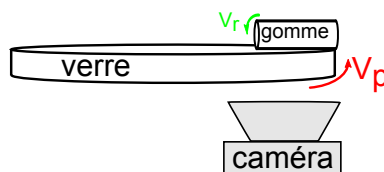


FIGURE 4.40 – Schéma du dispositif expérimental utilisé pour visualiser le contact élastomère/verre en roulement/glisement sur le banc LUG

De la même manière que pour les expériences sur le tribomètre linéaire (voir figures 4.3 et 4.4), les rayons lumineux sont absorbés par l'élastomère lorsqu'il y a

contact réel entre les deux solides et ils sont réfléchis lorsqu'il n'y a pas de contact. Le contact correspond aux zones sombres dans l'image obtenue. La figure 4.41 montre une image typique du contact cylindre/plan observé.

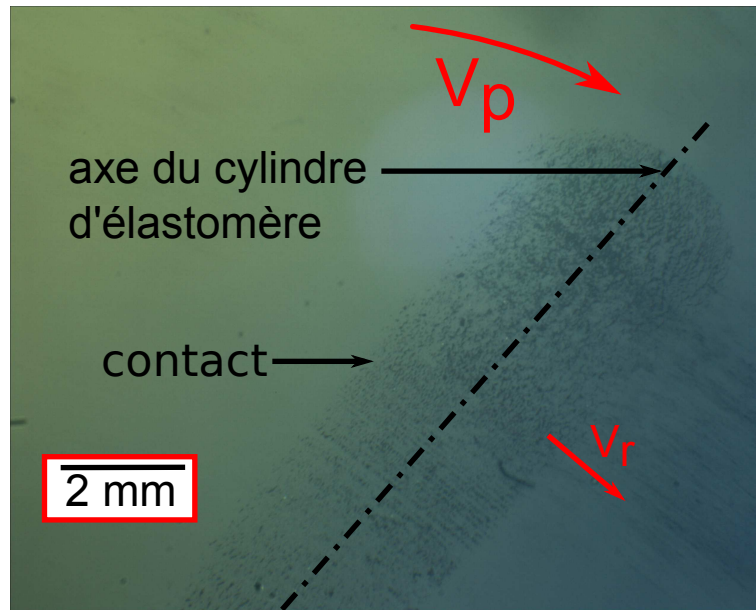


FIGURE 4.41 – Image typique d'une partie d'un contact cylindre/plan en roulement/glisement, les spots de contact sont les zones plus sombres, $F_n = 10 \text{ N}$, $V_p = 1.9 \text{ mm/s}$, $V_r = 2.09 \text{ mm/s}$.

Le cylindre étant rugueux, le contact est du type multi-contacts, semblable à ce que nous avons étudié précédemment. Au cours du roulement les micro-contacts entrent à gauche de l'image et sortent à droite. Afin de déterminer s'il existe une zone collée et une zone glissante, nous avons suivi un micro contact de son entrée dans le contact jusqu'à sa sortie. En comparant ce déplacement à celui du disque dans le même intervalle de temps, nous pouvons déterminer les instants pour lesquels le spot de contact reste collé au disque et ceux pour lesquels il y a un glissement relatif entre les deux surfaces. Lorsque les deux solides sont collés, la mesure du déplacement du micro-contacts est la même que celle du disque ; lorsqu'il y a un glissement relatif entre les deux solides, on observe une vitesse différente entre celle du micro-contacts et celle du disque. La mesure du déplacement a été faite pour deux taux de glissement : $s = 1$ et $s = 0.1$. La figure 4.42 montre l'évolution du déplacement pour un point du cylindre et un point du disque pour un taux de glissement de $s = 0.1$. Nous observons qu'à l'entrée du contact, c'est-à-dire lors des premières images, le disque et le spot de contact se déplacent de manière identique, le spot de contact est donc dans une zone collée du contact. Ensuite le spot de contact se déplace plus rapidement que le disque. Il y a donc un glissement relatif entre les deux solides. La figure 4.43 montre la différence entre le déplacement du disque et le déplacement du spot de contact.

Nous avons représenté sur la figure 4.43 une zone d'incertitude. Cette zone correspond au déplacement relatif pour lequel nous ne pouvons déterminer s'il y a glissement ou non. Afin de mesurer l'incertitude sur le déplacement, nous avons mesuré le déplacement relatif entre deux points solidaire du verre. En théorie, cette valeur est nulle mais dans la pratique elle correspond à l'incertitude que nous avons sur la mesure du déplacement. Le déplacement relatif dépasse cette zone d'incerti-

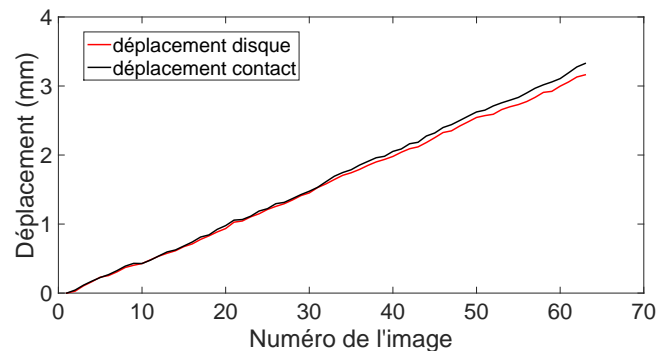


FIGURE 4.42 – Déplacement d'un spot de contact et du disque au cours du roulement pour un taux de glissement de $s = 0.1$, $F_n = 10\text{ N}$, $V_p = 1.9\text{ mm/s}$, $V_r = 2.09\text{ mm/s}$.

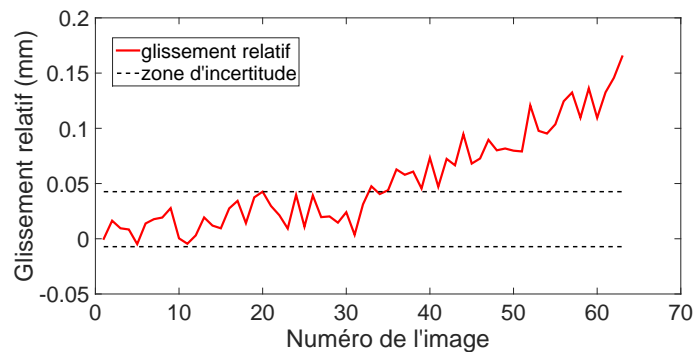


FIGURE 4.43 – Déplacement relatif entre le disque et un spot de contact pour un taux de glissement de $s = 0.1$, à partir des données de la figure 4.42

tude à partir de l'image 36. Nous pouvons en déduire approximativement l'étendue de la zone collée qui dans ce cas vaut au plus 1.8 mm, soit 54% de la zone de contact totale.

La mesure a aussi été faite pour un taux de glissement plus élevé. La figure 4.44 montre la mesure du déplacement dans le cas d'un taux de glissement de 1.

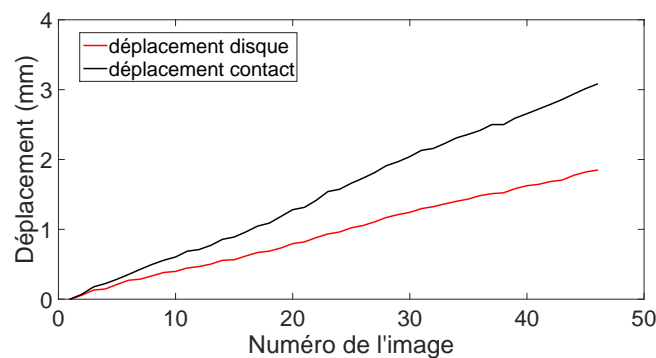


FIGURE 4.44 – Déplacement d'un spot de contact et du disque au cours du roulement pour $s = 1$, $F_n = 10\text{ N}$

Nous remarquons que dans ce cas la zone collée du contact est bien plus restreinte, la résolution temporelle de notre mesure est insuffisante et ne permet plus de la

mesurer. En effet, dès les premières images nous observons que le spot de contact se déplace plus vite que le disque.

Nous comparerons ces tailles de zone collée aux modèles du chapitre 2 dans le chapitre suivant.

4.7 Conclusion

Grâce à la visualisation du contact, nous avons montré que l'aire de contact est modifiée lors de la mise en glissement. En effet, dans le cas d'un contact PDMS/verre, l'aire de contact diminue typiquement de 20% au moment du glissement. Cet effet est analogue à celui observé par Sahli [80] sur des substrats lisses.

L'analyse du déplacement des spots de contact par corrélation d'image a montré que l'interface se mettait en glissement progressivement en partant d'un bord de l'échantillon. Cela corrobore les expériences déjà réalisées entre deux échantillons de PMMA par Rubinstein et al. [76], pour lesquelles ils ont également un front de glissement, et qui démarre également sur un bord de leur interface.

La visualisation a permis aussi de caractériser le contact statique PDMS/chaussée. Nous avons montré que l'aire de contact augmentait linéairement avec la force normale. Cette augmentation est due à la fois à une augmentation de l'aire des spots de contact individuels et une augmentation du nombre de spots de contact. Nous avons aussi observé qu'une partie non négligeable des contacts fusionnaient lors du grossissement.

En observant le contact en roulement/glissement par transparence, nous avons pu mettre en évidence une zone collée et une zone glissée dans le contact. En effet, pour un taux de glissement de 0.1 nous observons en suivant le déplacement d'un spot de contact, de son entrée à sa sortie du contact, que dans la première partie du contact celui-ci est collé au disque de verre et ensuite se met à glisser par rapport à ce dernier. Cela confirme les hypothèses faites par Carter dans le modèle du contact cylindre/plan ainsi que celles que nous avons faites pour nos propres modèles du chapitre 2. Dans le prochain chapitre, nous allons comparer nos résultats expérimentaux et les modèles théoriques du chapitre 2.

Chapitre 5

Discussion

Au cours des derniers chapitres, le contact pneumatique/chaussée a été étudié par plusieurs approches. D'un côté, des mesures de frottement ont été réalisées à la fois dans une cinématique de mise en glissement et dans une cinématique de roulement/glissement. D'un autre côté, nous avons développé un modèle, le modèle couche mince améliorée (MCMA) qui, à partir d'une loi de frottement locale réaliste permet de calculer la courbe de roulement/glissement macroscopique. Dans ce chapitre nous allons discuter la validité des différentes hypothèses faites, à la lumière de certains résultats de visualisation du contact. Nous serons alors en mesure de comparer quantitativement les résultats du modèle avec les résultats expérimentaux.

5.1 Validité des hypothèses du modèle MCMA

Pour utiliser le modèle MCMA de calcul du frottement en roulement/glissement, plusieurs hypothèses ont été faites :

- La loi de frottement comporte deux coefficients de frottement μ_s , μ_d et une distance critique D_c , tous trois constants (H1)
- La répartition spatiale de la pression dans le contact suit une loi de Hertz (H2)
- Présence de deux zones dans le contact, l'une collée et l'autre glissée (H3)
- La contrainte de cisaillement est donnée par le cisaillement d'une couche mince d'élastomère (H4)

Discutons à présent de la validité de ces hypothèses à la lumière des différentes expériences.

5.1.1 La loi de frottement (H1)

L'ensemble des courbes expérimentales obtenues lors de la mise en glissement élastomère/chaussée montre un pic de frottement statique (voir figure 5.1) et une décroissance du frottement sur une distance D_c pour ensuite atteindre une valeur de coefficient de frottement stable.

On constate donc que les différents paramètres de la loi de frottement supposée dans le modèle MCMA (μ_s , μ_d , D_c), sont identifiables lors des essais de mise en glissement, ce quels que soient la position initiale, le type de sol, la force normale ou le temps de contact. Nous pouvons en conclure que dans les gammes explorées de

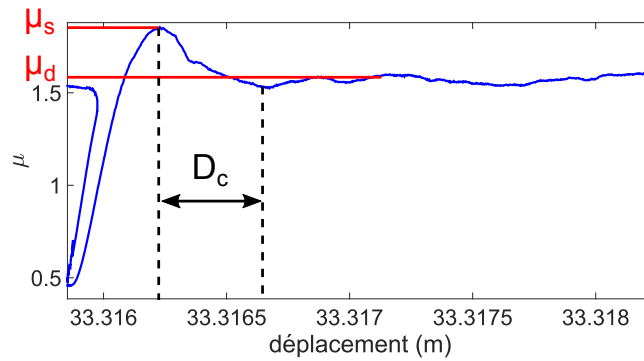


FIGURE 5.1 – Paramètres de la loi de frottement locale identifiés sur une courbe expérimentale de mise en glissement, gomme Michelin, sol BBSG 0/6

vitesse de mise en glissement et de force normale, la loi de frottement locale supposée est réaliste.

Néanmoins nous avons pu observer que les différents paramètres qui définissent la loi de frottement, μ_s , μ_d , et D_c varient en fonction des conditions de mise en glissement, comme le temps passé en contact avant chargement ou la vitesse de mise en glissement.

Il a été montré par Grosh [40] que la viscoélasticité des matériaux élastomères pouvait expliquer l'évolution du coefficient de frottement dynamique μ_d en fonction de la vitesse de glissement. Par la suite d'autres modèles ont été développés par exemple par Persson [66] ou Klüppel [48] pour prendre en compte l'influence de la topographie sur la dissipation visqueuse. Si nous reprenons l'analyse de Grosh alors nous pouvons établir un lien entre la vitesse pour laquelle la dissipation en frottement est maximum V_c , la fréquence pour laquelle la dissipation visqueuse est maximum f_v et la longueur caractéristique du matériau λ selon la formule :

$$\lambda = \frac{V_c}{f_v} \quad (5.1)$$

La dissipation visqueuse dans le matériau est donnée par $\tan(\delta) = \frac{E''}{E'}$. La figure 5.2 représente la dissipation visqueuse dans la gomme en fonction de la fréquence de sollicitation.

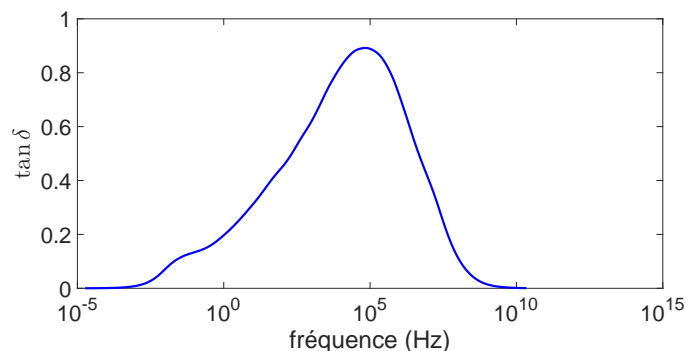


FIGURE 5.2 – Dissipation visqueuse dans la gomme en fonction de la fréquence de sollicitation

La courbe possède un maximum pour une fréquence de 68480 Hz . D'après les expériences le maximum de frottement se situe à une vitesse de 0.058 m/s . Ainsi en utilisant l'analyse de Grosch nous avons la longueur caractéristique de la chaussée qui vaut :

$$\lambda = 8.5 \pm 0.3 \cdot 10^{-7} \text{ m} \quad (5.2)$$

La valeur de la longueur caractéristique est très faible par rapport à la taille des grains qui est de l'ordre du millimètre. Cela suggère que dans le cas de la gomme ce sont les micro rugosités présentes sur les grains qui sont responsables de la dissipation en frottement.

La dépendance de μ_s en fonction du temps de contact a bien été montré par Dieterich [32], Coulomb [28] et Bureau et al. [20], et est explicitement incluse dans la loi de "Rate and state". Le fluage viscoélastique de la gomme, lorsqu'elle est en contact avec la chaussée, peut augmenter l'aire réelle de contact initiale et de ce fait augmenter le coefficient de frottement statique μ_s . Nos expériences ont montré que ce coefficient de frottement statique dépend aussi de la vitesse de mise en glissement. Cette dépendance a peu été observée dans la littérature expérimentale. Nous n'avons pas d'interprétation claire sur l'origine de cette dépendance.

Nous avons observé lors des expériences de mise en glissement que la distance de glissement critique D_c évolue aussi avec la vitesse de glissement. Un modèle de l'évolution de cette distance a été réalisé par Hulikal et al [44]. Pour leurs analyses, ils réalisent des changements rapides de vitesse de sollicitation et observent le changement du coefficient de frottement. Lorsque la vitesse de sollicitation augmente brusquement, le coefficient de frottement va augmenter rapidement avec un pic de frottement puis décroître sur une distance D_c et atteindre un plateau stable. Dans le cadre de ce modèle les auteurs montrent que cette distance D_c est stable sur une plage de vitesse jusqu'à $V = 10^{-1} mm/s$, ensuite celle-ci augmente avec la vitesse. Nous retrouvons avec ces expériences le fait que la distance critique de glissement, que l'on peut interpréter comme distance de stabilisation du système, évolue avec la vitesse de glissement.

Cependant, cette variation de la distance de glissement critique avec la vitesse dénote avec l'interprétation communément admise issue des expériences de Rabinowicz [70], qui veut que cette distance soit liée à la distance de glissement nécessaire pour renouveler l'ensemble des microcontacts. Les expériences de Rabinowicz avaient été réalisées sur des interfaces métal/métal, il est donc attendu que les résultats soient sensiblement différents dans le cas du contact élastomère/route. Des essais par Brörmann et al. [17] sur des patins d'élastomères texturés ont suggéré que cette distance critique pouvait être reliée au temps de relaxation du matériau. Si leur modèle de micro texturation peut en effet représenter une surface rugueuse, les paramètres qui sont utilisés pour décrire le frottement sont difficilement identifiables. En particulier, une des hypothèses du modèle est que les microcontacts sont en glissement pendant un temps déterminé τ . Cette hypothèse n'est pas compatible avec ce que nous observons sur les expériences PDMS/verre. En effet en observant les contacts individuellement nous pouvons mesurer leur déplacement lors de la mise en glissement et nous n'observons pas de rattachement du contact après glissement. La figure 5.3 montre le déplacement d'un microcontact lors de la mise en glissement

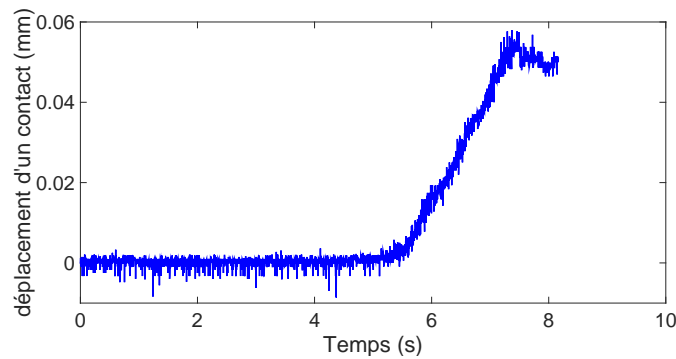


FIGURE 5.3 – Déplacement d'un microcontact lors de la mise en glissement à une vitesse de 0.2 mm/s. Interface PDMS rugueux/verre lisse.

Le déplacement du microcontact suit l'augmentation de la force tangentielle. Le déplacement atteint un maximum, ensuite nous observons un retour "élastique", ensuite le déplacement est constant ce qui indique un glissement qui continue. Nous n'observons pas de rattachement du contact comme le suggère Brörmann et al. [17].

5.1.2 La pression de contact (H2)

Afin de tester l'hypothèse d'un contact de type hertzien, nous avons mesuré la taille du contact par des expériences in situ. Lors de ces expériences nous trouvons par exemple que la demi-largeur du contact cylindre plan entre un élastomère et du verre lisse pour une force normale de $13N$ est de $a = 1.46 \pm 0.04mm$. Pour un contact équivalent, le modèle de Hertz nous donnerait une demi-largeur de contact de $a = 1.17mm$.

Nous observons que la taille du contact mesurée est supérieure à celle que l'on aurait dans le cas d'un contact de Hertz. Une piste a été testée pour expliquer cette différence. Nous avons négligé l'effet de la rugosité de l'élastomère dans le calcul. Il a été montré par Greenwood et Tripp [38] que dans le cas d'un contact élastique entre une sphère rugueuse et un plan le rayon du contact augmentait par rapport au contact de Hertz simple. Si on considère que dans notre cas la rugosité RMS de l'élastomère est de l'ordre de $10^{-6} mm$ alors le modèle de Greenwood et Tripp prédit une augmentation de $0.1mm$ de la largeur du contact. Cependant, cela ne suffit pas à expliquer la totalité de l'écart que l'on observe avec la mesure expérimentale.

Au-delà de la taille du contact, il est difficile d'avoir des informations sur la répartition spatiale de la pression de contact, cependant nous pouvons grâce à la visualisation in situ avoir des informations locales sur l'aire réelle de contact, qui elle est reliée à la pression de contact. Lors des expériences de visualisation in situ il existe un lien entre l'aire réelle de contact et l'intensité lumineuse reçue par le capteur. En effet lorsqu'il y a un contact le capteur ne reçoit qu'une partie de l'intensité lumineuse qu'il recevrait lorsqu'il n'y a pas de contact. Nous avons alors mesuré l'intensité lumineuse le long d'une coupe à travers la largeur du contact. En pratique nous avons fait la moyenne de cette intensité lumineuse sur plusieurs images en régime stationnaire et plusieurs largeurs de contact (voir schéma 5.4).

Notons $I_0(x)$ l'intensité lumineuse en fonction de la position pour une image sans

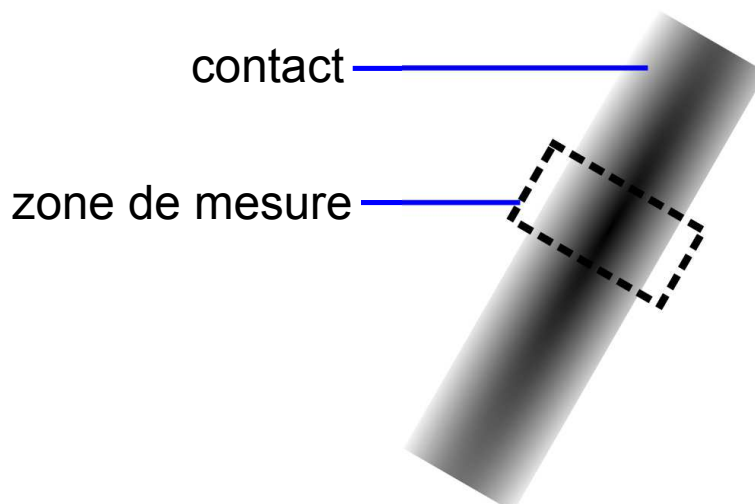


FIGURE 5.4 – Schéma de la zone de mesure de l'intensité lumineuse pour déterminer l'aire réelle de contact

contact et $I(x)$ l'intensité lumineuse en fonction de la position pour une image lors du contact. La figure 5.5 représente le rapport d'intensité lumineuse entre l'image sans contact et l'image lors du contact ($\frac{I_0(x)}{I(x)}$)

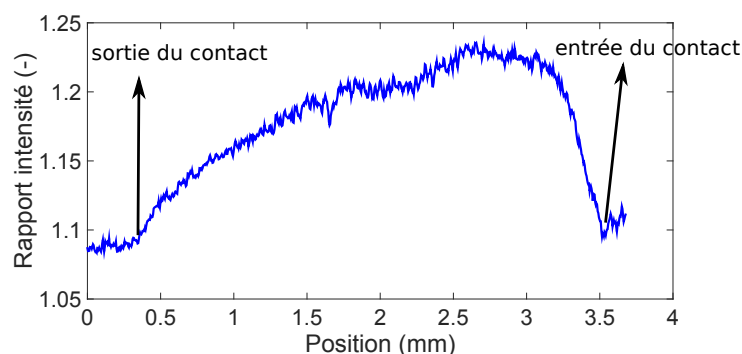


FIGURE 5.5 – Évolution du rapport d'intensité lumineuse $I(x)/I_0(x)$ le long de la largeur du contact. Moyenne sur 50 images successives. Avec $F_n = 10\text{ N}$, $R = 2\text{ cm}$, $s = 0.1$, $V_e = 1\text{ mm/s}$

Nous observons qu'à l'entrée du contact la pression est plus élevée. Contrairement au contact de Hertz qui lui est symétrique, dans notre cas il y a une dissymétrie entre l'entrée et la sortie du contact. Nous remarquons ce même type de profil dans les simulations réalisées par Bui [18] dans le cas d'un contact viscoélastique glissant (voir figure 5.6).

Les simulations réalisées par Bui montrent le même type de dissymétrie du champ de pression que dans notre expérience en particulier aux plus hautes vitesses. Il serait intéressant de réaliser ce type d'analyse avec une meilleure qualité d'image. En effet, la non-homogénéité de l'éclairage rend assez imprécise notre observation figure 5.5. D'autres mesures avec d'autres matériaux viscoélastique et élastique permettraient de confirmer l'influence de la viscosité sur la dissymétrie du champ de pression.

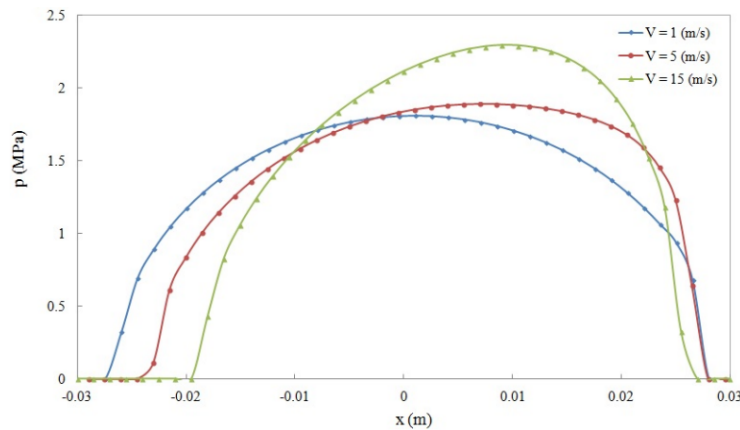


FIGURE 5.6 – Champ de pression dans le contact pour plusieurs vitesses de roulement (figure extraite de Bui [18]).

5.1.3 La distinction en deux zones du contact (H3)

Les expériences de visualisation du contact du chapitre quatre nous ont permis de montrer qu’il existe une zone dans le contact, commençant à l’entrée de celui-ci, dans laquelle les deux solides sont collés et une autre zone où il existe un glissement relatif entre les deux solides. Les expériences ont aussi établi que la taille de la zone varie en fonction du taux de glissement. Nous retrouvons ainsi qualitativement les hypothèses des différents modèles présentés dans le premier chapitre. Cependant si on s’intéresse plus quantitativement à la taille de la zone collée, nous avons observé que le modèle surestimait celle-ci. En effet, la figure 5.7 représente le rapport entre la taille de la zone collée et celle du contact total en fonction du taux de glissement. Pour ce calcul nous avons choisi un coefficient de frottement $\mu_s = 1.5$ et $\mu_d = 1$. Pour la distance critique de glissement, nous avons choisi la distance critique moyenne des expériences de mise en glissement présenté figure 3.39, soit $D_c = 6.7 \cdot 10^{-4}m$.

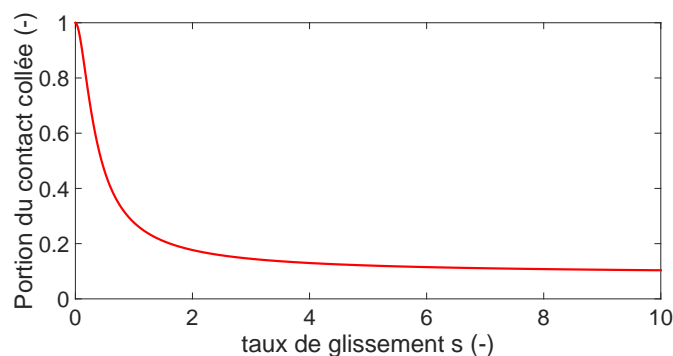


FIGURE 5.7 – Évolution de la proportion du contact collé en fonction du taux de glissement dans le modèle MCM. $\mu_s = 1.5$, $\mu_d = 1$, $D_c = 6.7 \cdot 10^{-4}m$

Nous remarquons que pour un taux de glissement de 0.1 la zone collée est prédite à 92% de la taille du contact, contre $60 \pm 10\%$ lorsque nous faisons la mesure in situ. Cette surestimation de la taille de la zone collée suggère qu’il existe des imprécisions dans le modèle. D’après la formule qui exprime la taille de la zone collée présentée au

chapitre 1, nous en déduisons que le paramètre pour lequel l'incertitude est la plus grande est le coefficient de frottement statique μ_s . L'incertitude sur ce paramètre ne peut à elle seule expliquer la différence qui existe entre le modèle et les valeurs expérimentales. En effet pour avoir une réelle correspondance entre les deux valeurs il faudrait que $\mu_s = 0.6$ dans le modèle, ce qui n'est pas réaliste d'après les valeurs de μ_s obtenues au cours des différentes expériences que nous avons réalisées. Cela signifie qu'il existe d'autres phénomènes physiques dans le contact qui ont une influence sur la taille de la zone collée, c'est-à-dire sur la contrainte de cisaillement dans le contact, et qui ne sont pas pris en compte dans le modèle. Nous pensons en premier lieu à un effet viscoélastique. En effet, il a été montré par plusieurs auteurs, notamment Bui [18], que la viscoélasticité des matériaux élastomères déforme le champ de pression de Hertz et ajoute une surpression au niveau de l'entrée du contact (voir figures 5.6 et 5.5). Cette dissymétrie dans le champ de pression, en changeant les valeurs des seuils de glissement locaux, est tout à fait susceptible de modifier la position de la frontière entre zone collée et glissée. Nous pouvons espérer qu'en modifiant le champ de pression, pour prendre en compte la dissymétrie d'origine visqueuse, la prédiction de la taille de la zone collée se rapprocherait de celle mesurée par l'expérience.

5.1.4 La contrainte de cisaillement dans le contact (H4)

Plusieurs modèles mécaniques permettent de calculer les efforts tangentiels subis par le pneumatique lorsqu'il est en contact avec la route. Au chapitre 2 nous avons distingué deux types d'hypothèse. D'abord celles faites par le modèle de Carter, qui prend en compte l'ensemble des équations de l'élasticité en volume pour résoudre les contraintes dans la zone de contact. D'autre part, dans les modèles du type MCM (MCM et MCMA), nous avons supposé que tout se passait comme si seulement une couche mince d'élastomère était cisailée. Cette dernière hypothèse paraît la plus réaliste dans le cas du pneumatique réel. En effet, du fait de l'ensemble de la structure composant la roue et le pneu, jante, renfort, etc. nous pouvons supposer que lorsque le pneu est en contact tout se passe comme si seulement la bande de roulement était cisailée et ce cisaillement est seul responsable de la force tangentielle subie par le pneumatique. Cette bande de roulement est d'épaisseur centimétrique, c'est-à-dire bien plus faible que la taille du contact apparent ($\simeq 10\text{ cm}$) et que le rayon de la roue ($\sim 30\text{ cm}$), ce qui justifie une approche de type couche mince. Au contraire, dans le cas d'un cylindre de gomme plein roulant sur une route, comme c'était le cas dans nos expériences en cinématique roulement/glissement, il apparaît que la méthode de Carter pour calculer les efforts tangentiels est plus réaliste. En effet, l'hypothèse utilisée de contact entre solides semi-infinis correspond bien au système utilisé dans les différentes expériences. C'est donc le modèle de Carter amélioré qui serait le plus pertinent pour relier nos expériences de mise en glissement et de roulement/glissement

5.2 Résultats en roulement/glissement

Lors des expériences de roulement/glissement, plusieurs vitesses d'entraînement ont été testées. Nous observons, en variant la vitesse d'entraînement, que la pente à l'origine de la courbe, α , varie aussi. En effet pour les vitesses d'entraînement faibles (5 mm/s , 10 mm/s) la pente α est bien plus faible que pour les vitesses d'en-

traînement plus élevées (400mm/s , 800mm/s). Si on suppose que le modèle décrit de manière fidèle ce qui se passe dans le contact, nous avons, pour les faibles taux de glissement une grande partie du contact qui est collé. Dans cette zone la participation à la force tangentielle totale est due au cisaillement de l'élastomère. Ainsi la pente α est pilotée par la rigidité du matériau et la géométrie du cylindre (rayon R , longueur e). En effet, en utilisant les équations du modèle MCMA nous trouvons que la pente à l'origine de la courbe vaut :

$$\alpha = 2eGa \quad (5.3)$$

avec G le module de cisaillement de l'élastomère, a la demi-largeur du contact et e la longueur du cylindre d'élastomère.

Ainsi en augmentant la vitesse de sollicitation du matériau, on s'attend à ce que celui-ci se rigidifie du fait de son caractère viscoélastique. En effet $G(\omega)$ est croissant lorsque ω augmente, ainsi à rugosité constante $G\left(\frac{V}{\lambda}\right)$ augmente avec la vitesse de mise en glissement. En utilisant dans le modèle les valeurs du module de cisaillement en fonction de la vitesse de sollicitation il est possible de modéliser l'effet de la vitesse sur la pente à l'origine de la courbe de roulement/glissement et ainsi avoir une meilleure concordance entre les résultats expérimentaux et le modèle comme nous le voyons dans la section 5.3. De plus, ce résultat montre que si un fort module de perte G'' (dissipation visqueuse) du matériau est important pour avoir une haute valeur de coefficient de frottement, un fort module de conservation G' est lui aussi très important, car il permet que, pour des valeurs faibles du taux de glissement la force tangentielle soit élevée (pente initiale élevée).

5.3 Comparaison du modèle avec les résultats expérimentaux

Dans le chapitre 2, quatre modèles de roulement/glissement ont été présentés. Nous comparons maintenant les résultats de ces modèles avec les expériences de roulement/glissement exposées dans le chapitre 3.

Nous avons pu voir que les paramètres de la loi de frottement utilisée dans les différents modèles varient avec la vitesse de glissement. De plus la rigidité du matériau change aussi avec la fréquence de sollicitation de l'élastomère. Dans un premier temps nous avons choisi d'utiliser les modèles avec la valeur moyenne des différents paramètres (μ_s , μ_d , D_c) ainsi que la valeur de module d'Young pour une sollicitation lente. La figure 5.8 représente l'évolution du coefficient de frottement pour chaque modèle et pour chaque expérience.

Nous remarquons dans un premier temps que tous les modèles sous-estiment la valeur du coefficient de frottement lorsque le taux de glissement est élevé. Nous observons aussi que le modèle de Carter est loin des courbes expérimentales. En effet, la pente à l'origine pour une même valeur de module d'Young est bien plus élevée pour le modèle de Carter que pour les modèles MCM ou MCMA.

Comme nous l'avons déjà observé dans ce chapitre et dans le chapitre 3, la pente à l'origine dans la courbe de roulement/glissement varie avec la vitesse de sollicitation. En imposant un module constant, quelle que soit la vitesse de sollicitation dans le modèle nous ne sommes pas en mesure de capter cette variation. Pour résoudre ce

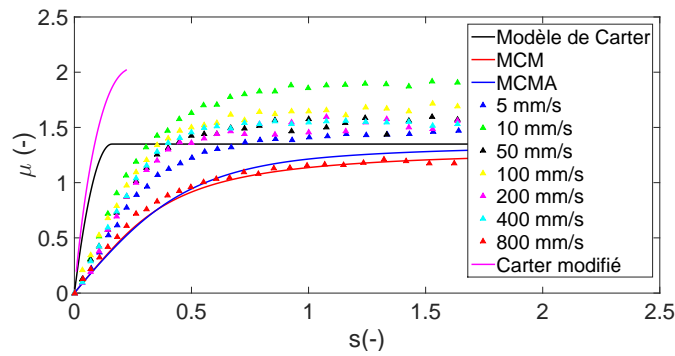


FIGURE 5.8 – Évolution du coefficient de frottement en fonction du taux de glissement pour le modèle de Carter (noir), le MCM (rouge), le MCMA (bleu) et pour les expériences (triangles) à différentes vitesses d’entraînement V_e . $R = 0.01m$, $G = 2.25 MPa$, $F_n = 10 N$, $\mu_s = 1.7$, $\mu_d = 1.3$, $D_c = 6.7 \cdot 10^{-4} m$

problème de variation de la pente avec la vitesse de sollicitation, nous avons modifié le module de Young en fonction de la vitesse de sollicitation dans les modèles MCM et MCMA.

À partir des expériences en DMA nous avons la courbe d’évolution du module de conservation en fonction de la fréquence de sollicitation de l’élastomère. La fréquence de sollicitation, associée au temps de passage d’un point d’un côté à l’autre du contact, dans notre cas vaut :

$$f = \frac{V_r}{2a} \quad (5.4)$$

Les résultats de cette modification sont représentés figure 5.9.

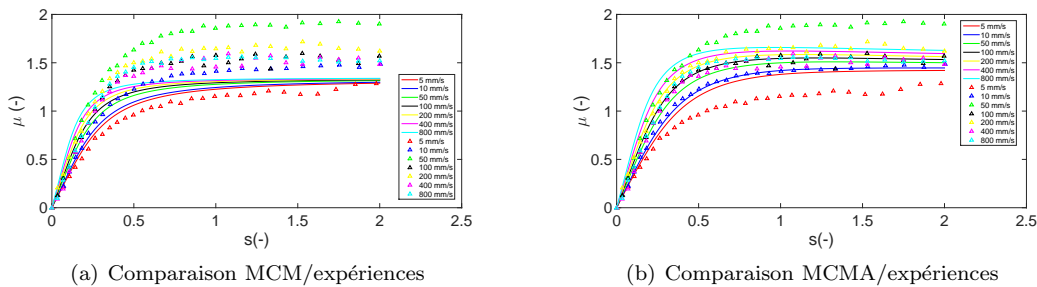


FIGURE 5.9 – Courbes de roulement glissement pour différentes vitesses d’entraînement

Nous observons que la modification du module de conservation avec la vitesse de sollicitation a une influence sur la pente à l’origine de la courbe de roulement/glissement. Cependant lorsque le taux de glissement est élevé cet effet de raideur est négligeable ce qui fait que l’on observe toujours une grande différence entre les modèles et les expériences. Nous avons choisi d’améliorer le modèle en ajoutant la variation des différents paramètres en fonction de la vitesse de mise en glissement.

À chaque état de glissement correspond une vitesse de glissement de l’interface et donc un triplet de paramètres μ_s , μ_d , D_c . La valeur des paramètres est extraite de l’interpolation des expériences de mise en glissement du chapitre 3 (voir figures 3.40, 3.41, 3.42). Afin de limiter les extrapolations, les calculs ne sont faits que

lorsque la vitesse de glissement est comprise dans la gamme de vitesses de mise en glissement testée lors des expériences de mise en glissement du chapitre 3. La figure 5.10 représente la comparaison entre les données expérimentales et celles issues des modèles MCM et MCMA pour différentes valeurs de vitesse d'entraînement.

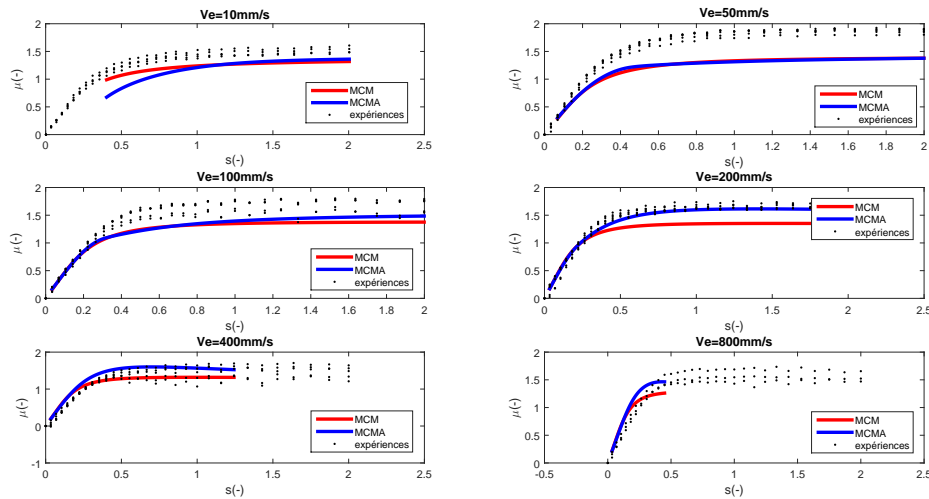


FIGURE 5.10 – Évolution du coefficient de frottement en fonction du taux de glissement pour les modèles MCM, MCMA et les expériences, $R = 0.01m$, $F_n = 10 N$ avec les paramètres de la loi de frottement issue de l'interpolation des résultats expérimentaux

Le fait de faire varier l'ensemble de la loi de frottement en fonction de la vitesse de glissement permet d'améliorer le modèle. Néanmoins il reste des vitesses d'entraînement pour lesquelles le résultat du modèle est assez éloigné des expériences. Ces différences sont probablement dues à l'incertitude qu'il y a sur les valeurs des paramètres de la loi de frottement lorsque les vitesses sont faibles par exemple. En effet, pour ces vitesses le pic de frottement est faible et donc les valeurs mesurées de μ_s et D_c sont moins précises que pour les autres vitesses.

5.4 Conclusion

Nous avons discuté les différentes hypothèses faites lors du développement du modèle MCMA. La loi de frottement que nous avons supposée dans le modèle est conforme aux résultats des expériences de mises en glissement. Les expériences ont aussi montré que les paramètres de la loi de frottement évoluaient avec la vitesse de glissement. Ces évolutions sont cohérentes avec la description que l'on retrouve dans la loi de "rate and state".

L'utilisation de la visualisation dans le chapitre 4 nous a permis de confirmer les hypothèses sur les différentes zones dans le contact lors du roulement. D'après l'analyse du contact, nous avons conclu qu'il est possible que le champ de pression soit dissymétrique.

Nous avons comparé les modèles de Carter, MCM, MCMA avec les expériences en roulement/glissement du chapitre 3. Afin que les résultats des modèles soient le plus proches des résultats expérimentaux, nous avons remarqué qu'il faut prendre en compte les variations des paramètres de la loi de frottement avec la vitesse de glisse-

ment, ainsi que la variation du module de conservation avec la vitesse de sollicitation du matériau.

Conclusion et perspectives

Bilan

Au cours de cette thèse nous avons étudié le contact pneu/chaussée de manière simplifiée, en étudiant le contact élastomère/chaussée, sous différents aspects et avec plusieurs méthodes différentes. Deux cinématiques ont été testées : la mise en glissement et le roulement glissement. Nous nous sommes intéressés plus particulièrement au lien qui peut exister entre la loi de frottement locale et le comportement macroscopique en roulement/glissement du système.

Les expériences de mise en glissement ont montré que la loi de frottement du contact pneu/chaussée pouvait être décrite par une loi de type "rate and state". En effet nous avons observé une augmentation logarithmique du coefficient de frottement statique avec l'âge du contact. Nous avons aussi observé que le coefficient de frottement dynamique dépendait de la vitesse de glissement. Cependant certains résultats sont différents de ce que l'on observe classiquement dans la littérature pour une loi "rate and state". En effet, les expériences montrent que le coefficient de frottement statique ainsi que la distance de glissement critique varient également avec la vitesse. Nous avons aussi observé que le coefficient de frottement statique dépendait de la position initiale sur la chaussée et donc de la topographie du contact. Ces deux dépendances montrent que le coefficient de frottement statique dépend à la fois des paramètres élastiques du matériau (G') ainsi que des paramètres visqueux (G''). Nous avons observé que les paramètres de la loi de frottement atteignent un extremum pour la même valeur de vitesse de mise en glissement. D'après les travaux réalisés par Grosh [40], ainsi que ceux de Klüppel et Heinrich [48], nous en concluons que c'est à cette vitesse de mise en glissement que l'interaction entre la topographie de la chaussée et les propriétés visqueuses de l'élastomère permet une dissipation maximale. L'interprétation de Grosh nous permet de spéculer que ce sont les microrugosités de la chaussée qui participent le plus à la dissipation lors du frottement.

Les expériences de visualisation de la mise en glissement et du roulement/glissement ont mis en évidence que dans le cas d'un contact élastomère/verre, l'interface pouvait être composée d'une zone en glissement et d'une zone collée. En effet, dans le cas de la mise en glissement on observe que le glissement se fait par la propagation d'un front de glissement le long de l'interface. Lorsque les surfaces sont texturées, ce front est perturbé, mais ne disparaît pas. Dans le cas du roulement glissement, selon le taux de glissement, il y a une partie du contact qui reste collée alors que l'autre est en glissement.

Afin de faire le lien entre les différentes expériences, des modèles ont été développés. Nous avons montré qu'il est possible d'intégrer un coefficient de frottement statique ainsi qu'une distance critique D_c dans la loi de frottement locale d'un modèle en roulement/glissement. En utilisant les données des expériences dans le modèle MCMA, nous avons vu qu'il est possible de prédire le frottement en roulement/glissement seulement à partir des résultats de mise en glissement. Ce modèle nous a aussi permis de mieux comprendre comment chaque paramètre du matériau influence la réponse en roulement/glissement. La rigidité du matériau va avoir une influence sur la pente à l'origine de la courbe tandis que le coefficient de frottement dynamique détermine la limite du frottement lorsque le taux de glissement est élevé. Un rapport élevé entre le coefficient de frottement statique et le coefficient de frottement dynamique permet de maximiser le pic de frottement pour les taux de glissement de l'ordre de ceux que l'on retrouve lors du freinage d'un véhicule.

Perspectives

Malgré les travaux réalisés, parmi les questions soulevées lors de ce travail, il ne nous a pas été possible de répondre à certaines d'entre elles. Certaines perspectives pourraient être réalisées dans un délai assez court tandis que d'autres nécessiteraient un développement plus long.

Dans l'immédiat, afin d'améliorer notre compréhension de l'effet de la viscoélasticité du matériau sur les propriétés de frottement nous pourrions réaliser une étude en fonction de la vitesse de glissement avec des matériaux viscoélastiques dont le pic de dissipation se situe à des fréquences différentes. En effet, Michelin développe différents types d'élastomères dont le pic de dissipation n'est pas situé à la même fréquence. Nous pourrions envisager d'utiliser ce type de matériau pour compléter notre étude. Une autre méthode pourrait être de changer la méthode de préparation du PDMS. En effet, d'autres études notamment par Nase et al. [58] ont montré qu'en changeant la proportion de réticulant dans le mélange de PDMS il était possible d'augmenter la dissipation visqueuse du PDMS. Nous pourrions utiliser ce type de méthode pour avoir une gamme de matériaux dont le rapport entre le module de perte et le module de conservation augmenterait. Cela permettrait d'avoir des informations intéressantes sur les effets visqueux lors de la mise en glissement.

L'effet de la viscosité pourrait aussi être intégré dans les modèles. En effet, nous avons observé dans le chapitre 5 que la répartition spatiale de la pression de contact n'était pas symétrique dans le cas des matériaux viscoélastiques et de plus changeait avec la vitesse de glissement. Cette différence avec le modèle MCMA que nous avons développé pourrait être intégrée de manière numérique dans un premier temps pour avoir une idée de l'influence de la dissymétrie sur la courbe de frottement en fonction du taux de glissement. Nous pourrions par exemple dans un premier temps interpoler les résultats de Bui [18] et les intégrer dans un modèle inspiré de l'approche que nous avons eu pour le modèle MCMA. Ce nouveau modèle perdrait l'avantage d'être analytique, mais nous permettrait de conclure sur l'influence de la dissymétrie du champ de pression sur la courbe de frottement en fonction du taux de glissement.

Lors de ce travail, plusieurs simplifications ont été faites. En effet nous avons étudié le contact en considérant seulement le contact sec d'un pain de gomme unique. Ainsi à plus long terme, afin d'avoir une compréhension plus précise d'un contact pneu/chaussée il serait intéressant de poursuivre le même type d'étude avec les deux types de cinématiques, mais dans le cas d'un contact lubrifié. En effet nous avons observé que la topographie a une influence forte sur les propriétés de frottement et sur l'évolution en fonction de la vitesse de glissement du coefficient de frottement dans le cas des matériaux viscoélastiques. L'ajout d'une couche de lubrifiant dont l'épaisseur va varier avec la force normale et la vitesse de glissement va modifier la topographie "perçue" par le contact, par exemple en "masquant" les microrugosités de la surface. Plusieurs effets vont alors entrer en compétition, les effets de viscosité du solide et les effets de l'épaisseur de film lubrifiant comme l'effet de la vitesse de glissement que l'on observe dans les courbes de Stribeck [83]. En effet si le comportement en lubrification des matériaux élastique est assez bien décrit il reste des améliorations à faire pour prendre en compte la viscosité du solide dans le calcul des efforts de frottements. Des travaux ont été réalisés dans ce sens par Putignano et Dini [69] afin d'intégrer les effets visqueux de la gomme dans la des-

cription du frottement lubrifié et passer d'une loi élasto-hydrodynamique à une loi élasto-visco-hydrodynamique.

Dans certains modèles de contact rugueux, tel que celui de Greenwood-Williamson, les aspérités sont considérées indépendantes c'est-à-dire qu'il n'y a pas d'interaction élastique entre elles. Cependant il est possible que la transmission des efforts dans le volume par un couplage élastique ait des effets sur le frottement comme le montrent Robbe-Valloire et al. [73] et Cesbrion et al. [24]. De la même manière dans notre étude nous avons considéré le frottement que d'un seul pain de gomme. Il est possible que l'interaction entre les différents pains de gomme via la bande roulement modifie le frottement. Des études similaires ont été réalisées par Tuononen [87]. Il a observé la mise en glissement d'une interface composé de différent pain de gomme. Pour réaliser cette étude, il faudrait modifier le système d'optique et les échantillons pour observer une plus grande surface de manière précise.

Dans ces travaux il n'a été considéré que le glissement longitudinal. Cependant, les pneumatiques en roulement sous soumis aussi à des glissements transverses lors des virages. En utilisant le dispositif LUG, il serait possible d'excentrer le cylindre de gomme pour ajouter une composante transverse dans le glissement. En effet, en plaçant le cylindre de gomme non pas sur un diamètre du disque, mais avec un certain angle par rapport à ce diamètre, une composante transverse serait ajoutée dans le glissement. Nous pourrions ensuite observer la modification de la répartition des zones collée et glissée dans le contact.

Nous avons observé que le coefficient de frottement statique augmentait avec le vieillissement du contact. Nous avons identifié cette loi comme étant une loi logarithmique. Lors de l'entrée en contact d'un pain de gomme avec la chaussée, il est ordinairement considéré que le temps avant glissement est de l'ordre de la milliseconde. Pour de si petits temps, il est possible que l'extrapolation de la loi logarithmique ne soit plus valable. En effet, des expériences réalisées par Ben-David et al. [11] ont montré que lors du rattachement de deux surfaces après glissement, l'évolution du coefficient de frottement statique n'était pas tout à fait logarithmique. Il faudrait pouvoir observer plus en détail la dynamique d'un point de la gomme depuis son entrée dans le contact jusqu'à un temps suffisamment long après sa sortie de la zone collée, dans le cas d'un contact élastomère/verre par exemple pour identifier précisément l'effet de l'âge du contact pour les temps très courts.

Si nous voulons mieux comprendre l'origine des différents paramètres de la loi de frottement, il faudrait des informations supplémentaires sur le contact. En effet, en ayant seulement accès aux efforts globaux dans le contact nous n'avons pas pu fournir d'explication sur l'évolution de μ_s en fonction de la vitesse de mise en glissement. C'est pourquoi il nous semble important de développer les méthodes de visualisation du contact. En ayant accès à l'évolution de l'aire réelle de contact tout au long de la mise en glissement nous pourrions mieux comprendre l'influence de la vitesse de mise en glissement sur les paramètres peu étudiés comme μ_s et D_c . Pour cela il faudrait changer le dispositif optique du banc expérimental LUG. En effet, si nous voulons faire des analyses quantitatives, plusieurs conditions sont nécessaires :

- L'ensemble du contact doit pouvoir être observé pour déterminer l'aire totale de contact
- L'intensité lumineuse doit être homogène sur toute la zone d'observation, pour faciliter le traitement automatique
- La fréquence d'acquisition de la caméra doit être élevée pour résoudre en temps la dynamique de glissement

Si ces conditions sont réunies, alors l'utilisation du banc LUG par rapport au tribomètre linéaire pour réaliser les expériences de visualisation dans cette étude apporterait un avantage. En effet, il serait alors possible d'étudier une plus large gamme de vitesses de mise en glissement et d'utiliser des élastomères autres que le PDMS. Il serait donc intéressant de réaliser des expériences avec visualisation sur un contact élastomère/verre texturé avec une texturation simple, par exemple des crêneaux de différentes longueurs d'onde comme nous l'avons déjà fait. Ces expériences sur une large gamme de vitesse avec des texturations de plusieurs longueurs d'onde par exemple entre 0.1 mm et 10 mm nous permettraient peut-être de comprendre comment se passe la transition de μ_s à μ_d , et en particulier pourquoi μ_s et D_c dépendent de la vitesse de mise en glissement.

Il serait aussi intéressant d'améliorer la compréhension de l'interaction entre la topographie du matériau et les différents paramètres de frottement. Comme nous l'avons montré, l'analyse de Grosh nous fournit une longueur caractéristique pour laquelle la dissipation visqueuse est maximale. Il serait intéressant de compléter cette analyse en faisant des expériences de frottement sur des surfaces avec des topographies contrôlées. Par exemple, nous pourrions réaliser des expériences de frottement sur quatre types de surfaces différentes : une surface lisse, une surface seulement composée de rugosités macroscopiques, avec par exemple des crêneaux comme nous l'avons fait dans le chapitre quatre, une troisième surface avec seulement des rugosités microscopiques, en utilisant un procédé de sablage sur une surface lisse par exemple, enfin une surface avec des rugosités macroscopiques et des rugosités microscopiques. L'étude du frottement en fonction de la vitesse de glissement pour un même matériau sur ces différentes surfaces nous permettrait de mieux comprendre comment chaque échelle de rugosité influence le frottement.

Bibliographie

- [1] David Skålid Amundsen, Julien Scheibert, Kjetil Thøgersen, Jørgen Trømborg, and Anders Malthe-Sørensen. 1d model of precursors to frictional stick-slip motion allowing for robust comparison with experiments. *Tribology Letters*, 45(2) :357–369, Feb 2012.
- [2] J. F. Archard. Elastic deformation and the laws of friction. *Proceedings of the Royal Society of London A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 243(1233) :190–205, 1957.
- [3] Audry, M.C., Frétigny, C., Chateauminois, A., Teissere, J., and Barthel, E. Slip dynamics at a patterned rubber/glass interface during stick-slip motions. *Eur. Phys. J. E*, 35(9) :83, 2012.
- [4] Egbert Bakker, Lars Nyborg, and Hans B. Pacejka. Tyre modelling for use in vehicle dynamics studies. In *SAE Technical Paper*. SAE International, 02 1987.
- [5] Yohai Bar Sinai, Efim A. Brener, and Eran Bouchbinder. Slow rupture of frictional interfaces. *Geophysical Research Letters*, 39(3) :n/a–n/a, 2012. L03308.
- [6] Yohai Bar-Sinai, Robert Spatschek, Efim A. Brener, and Eran Bouchbinder. Instabilities at frictional interfaces : Creep patches, nucleation, and rupture fronts. *Phys. Rev. E*, 88(060403), 2013.
- [7] Michel Barquins. Adherence, friction and wear of rubber-like materials. *Wear*, 158(1) :87 – 117, 1992.
- [8] M. Di Bartolomeo, A. Meziane, F. Massi, L. Baillet, and A. Fregolent. Dynamic rupture at a frictional interface between dissimilar materials with asperities. *Tribology International*, 43(9) :1620 – 1630, 2010.
- [9] Tristan Baumberger and Christiane Caroli. Solid friction from stick–slip down to pinning and aging. *Advances in Physics*, 55(3-4) :279–348, 2006.
- [10] O. Ben-David, G. Cohen, and J. Fineberg. The dynamics of the onset of frictional slip. *Science*, 330 :211, 2010.
- [11] O. Ben-David, S. M. Rubinstein, and J. Fineberg. Slip-stick and the evolution of frictional strength. *Nature*, 463 :76–79, 2010.
- [12] Eran Bouchbinder, Efim A. Brener, Itay Barel, and Michael Urbakh. Slow cracklike dynamics at the onset of frictional sliding. *Phys. Rev. Lett.*, 107 :235501, Nov 2011.
- [13] Alain Boutier. *Vélocimétrie laser pour la mécanique des fluides*. Lavoisier, 2012.
- [14] F.P. Bowden and D. Tabor. Mechanism of metallic friction. *Nature*, 150 :197–199, 1942.

- [15] O. M. Braun, I. Barel, and M. Urbakh. Dynamics of transition from static to kinetic friction. *Phys. Rev. Lett.*, 103 :194301, Nov 2009.
- [16] N. V. Brilliantov and T. Pöschel. Rolling friction of a viscous sphere on a hard plane. *Europhysics Letters*, 42 :511–516, 1998.
- [17] Katrin Brörmann, Itay Barel, Michael Urbakh, and Roland Bennewitz. Friction on a microstructured elastomer surface. *Tribology Letters*, 50(1) :3–15, Apr 2013.
- [18] Quoc-Huong Bui. *Etude numérique de l'influence de la texture de chaussée sur la résistance au roulement*. PhD thesis, Ecole Centrale Lyon, 2014.
- [19] M. Burckhardt. *Fahrwerktechnik : Radschlupfregelsysteme*. Vogel-Fachbuch : KFZ-Technik, 1993.
- [20] L. Bureau, T. Baumberger, and C. Caroli. Rheological aging and rejuvenation in solid friction contacts. *Eur. Phys. J. E*, 8(3) :331–337, 2002.
- [21] Rosario Capozza and Michael Urbakh. Static friction and the dynamics of interfacial rupture. *Phys. Rev. B*, 86 :085430, Aug 2012.
- [22] Robert W. Carpick and Miquel Salmeron. Scratching the surface : Fundamental investigations of tribology with atomic force microscopy. *Chemical Reviews*, 97(4) :1163–1194, 1997.
- [23] F. W. Carter. On the action of a locomotive driving wheel. *Proceedings of the Royal Society of London A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 112(760) :151–157, 1926.
- [24] J. Cesbron, H.P. Yin, F. Anfosso-Lédée, D. Duhamel, D. Le Houédec, and Z.Q. Feng. Numerical and experimental study of multi-contact on an elastic half-space. *International Journal of Mechanical Sciences*, 51(1) :33 – 40, 2009.
- [25] Julien Cesbron, Fabienne Anfosso-Lédée, Denis Duhamel, Hai Ping Yin, and Donatien Le Houédec. Experimental study of tyre/road contact forces in rolling conditions for noise prediction. *Journal of Sound and Vibration*, 320(1) :125 – 144, 2009.
- [26] Eric Charrault, Christian Gauthier, Pascal Marie, and Robert Schirrer. Structural recovery (physical ageing) of the friction coefficient of polymers. *Journal of Polymer Science Part B : Polymer Physics*, 46(13) :1337–1347, 2008.
- [27] Céline Cohen, Frédéric Restagno, Christophe Poulard, and Liliane Léger. Incidence of the molecular organization on friction at soft polymer interfaces. *Soft Matter*, 7 :8535–8541, 2011.
- [28] Charles Augustin Coulomb. *Théorie des machines simples*. Bachelier, 1821.
- [29] Carlos Canudas de Wit, Panagiotis Tsiotras, Efstathios Velenis, Michel Basset, and Gerard Gissinger. Dynamic friction models for road/tire longitudinal interaction. *Vehicle System Dynamics*, 39(3) :189–226, 2003.
- [30] Elise Degrandi-Contraires, Christophe Poulard, Frédéric Restagno, and Liliane Léger. Sliding friction at soft micropatterned elastomer interfaces. *Faraday Discuss.*, 156 :255–265, 2012.
- [31] Degrandi-Contraires, Élise, Beaumont, Audrey, Restagno, Frédéric, Weil, Raphaël, Poulard, Christophe, and Léger, Liliane. Cassie-wenzel-like transition in patterned soft elastomer adhesive contacts. *EPL*, 101(1) :14001, 2013.

- [32] James H. Dieterich. Time-dependent friction and the mechanics of stick-slip. *Pure and applied geophysics*, 116(4) :790–806, Jul 1978.
- [33] James H. Dieterich and Brian D. Kilgore. Direct observation of frictional contacts : New insights for state-dependent properties. *Pure and applied geophysics*, 143(1) :283–302, Mar 1994.
- [34] G. Dubois, J. Cesbron, H.P. Yin, and F. Anfosso-Lédée. Numerical evaluation of tyre/road contact pressures using a multi-asperity approach. *International Journal of Mechanical Sciences*, 54(1) :84 – 94, 2012.
- [35] Masao Eguchi, Takashi Shibamiya, and Takashi Yamamoto. Measurement of real contact area and analysis of stick/slip region. *Tribology International*, 42(11) :1781 – 1791, 2009.
- [36] L.B. Freund. *Dynamic fracture mechanics*. Cambridge University Press, 1990.
- [37] Michel Grédiac and François Hild. *Mesures de champs et identification en mécanique des solides*. Lavoisier, 2011.
- [38] J. A. Greenwood and J. H. Tripp. The elastic contact of rough spheres. *Journal of Applied Mechanics*, 34 :153–159, 1967.
- [39] J. A. Greenwood and J .B. P. Williamson. Contact of nominally flat surfaces. *Proceedings of the Royal Society of London A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 295(1442) :300–319, 1966.
- [40] K. A. Grosch. The relation between the friction and visco-elastic properties of rubber. *Proceedings of the Royal Society of London A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 274(1356) :21–39, 1963.
- [41] Manuel Guizar-Sicairos, Samuel T. Thurman, and James R. Fienup. Efficient subpixel image registration algorithms. *Opt. Lett.*, 33(2) :156–158, Jan 2008.
- [42] F. Hild and S. Roux. Digital image correlation : from displacement measurement to identification of elastic properties – a review. *Strain*, 42 :69–80, 2006.
- [43] K. Holmberg, P. Andersson, and A. Erdemir. Global energy consumption due to friction in passenger cars. *Tribology International*, 47 :221–234, 2012.
- [44] Srivatsan Hulikal, Kaushik Bhattacharya, and Nadia Lapusta. The relation between a microscopic threshold-force model and macroscopic models of adhesion. *Acta Mechanica Sinica*, 33(3) :508–515, Jun 2017.
- [45] Juha-Matti Isomaa, Ari J. Tuononen, and Sven Bossuyt. Onset of frictional sliding in rubber–ice contact. *Cold Regions Science and Technology*, 115 :1 – 8, 2015.
- [46] K. L. Johnson, K. Kendall, and A. D. Roberts. Surface energy and the contact of elastic solids. *Proceedings of the Royal Society of London A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 324(1558) :301–313, 1971.
- [47] David S. Kammer, Vladislav A. Yastrebov, Peter Spijker, and Jean-François Molinari. On the propagation of slip fronts at frictional interfaces. *Tribology Letters*, 48(1) :27–32, Oct 2012.
- [48] Manfred Kluppel and Gert Heinrich. Rubber friction on self-affine road tracks. *Rubber Chemistry and Technology*, 73(4) :578–606, 2000.

- [49] Brandon A. Krick, Jennifer R. Vail, Bo N. J. Persson, and W. Gregory Sawyer. Optical in situ micro tribometer for analysis of real contact area for contact mechanics, adhesion, and sliding experiments. *Tribology Letters*, 45(1) :185–194, Jan 2012.
- [50] S. Lafaye, C. Gauthier, and R. Schirrer. A surface flow line model of a scratching tip : apparent and true local friction coefficients. *Tribology International*, 38(2) :113 – 127, 2005.
- [51] S. Lafaye, C. Gauthier, and R. Schirrer. Analysis of the apparent friction of polymeric surfaces. *Journal of Materials Science*, 41(19) :6441–6452, Oct 2006.
- [52] L.D. Landau and E.M. Lifshits. *Physique théorique : Mécanique*. Physique théorique. Editions Mir, 1994.
- [53] B Lorenz, B N J Persson, G Fortunato, M Giustiniano, and F Baldoni. Rubber friction for tire tread compound on road surfaces. *Journal of Physics : Condensed Matter*, 25(9) :095007, 2013.
- [54] S. Maegawa, A. Suzuki, and K. Nakano. Precursors of global slip in a longitudinal line contact under non-uniform normal loading. *Tribology Letters*, 38 :313–323, 2010.
- [55] Satoru Maegawa, Fumihito Itoigawa, and Takashi Nakamura. Effects of stress distribution at the contact interface on static friction force : Numerical simulation and model experiment. *Tribology Letters*, 62(2) :15, Mar 2016.
- [56] G Mavros, H Rahnejat, and P D King. Transient analysis of tyre friction generation using a brush model with interconnected viscoelastic bristles. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part K : Journal of Multi-body Dynamics*, 219(3) :275–283, 2005.
- [57] Micro-Epsilon. *scanCONTROL Laser scanner for precise profile measurement and evaluation*.
- [58] Julia Nase, Anke Lindner, and Costantino Creton. Pattern formation during deformation of a confined viscoelastic layer : From a viscous liquid to a soft elastic solid. *Phys. Rev. Lett.*, 101 :074503, Aug 2008.
- [59] Danh Toan Nguyen, Pierdomenico Paolino, M.C. Audry, Antoine Chateauminois, Christian Frétygny, Yohan Le Chenadec, Maude Portigliatti, and Etienne Barthel. Surface pressure and shear stress fields within a frictional contact on rubber. *The Journal of Adhesion*, 87 :235–250, 2011.
- [60] S. Nielsen, J. Taddeucci, and S. Vinciguerra. Experimental observation of stick-slip instability fronts. *Geophysical Journal International*, 180(2) :697–702, 2010.
- [61] I. Nogueira, F. Robbe-Valloire, and R. Gras. Experimental validations of elastic to plastic asperity-based models using normal indentations of rough surfaces. *Wear*, 269(11) :709 – 718, 2010.
- [62] Michio Otsuki and Hiroshi Matsukawa. Systematic breakdown of amontons’ law of friction for an elastic object locally obeying amontons’ law. *Scientific Report*, 3 :1586, 2013.
- [63] Hans B. Pacejka. *Tire and Vehicle Dynamics*. Elsevier, 2002.
- [64] R C Parker and D Hatch. The static coefficient of friction and the area of contact. *Proceedings of the Physical Society. Section B*, 63(3) :185, 1950.

- [65] B N J Persson, O Albohr, U Tartaglino, A I Volokitin, and E Tosatti. On the nature of surface roughness with application to contact mechanics, sealing, rubber friction and adhesion. *Journal of Physics : Condensed Matter*, 17(1) :R1, 2005.
- [66] B.N.J. Persson. Theory of rubber friction and contact mechanics. *Journal of Chemical Physics*, 115(8) :3840–3861, 2001.
- [67] Valentin L. Popov. *Contact Mechanics and Friction*. Springer, 2009.
- [68] A. Prevost, J. Scheibert, and G. Debrégeas. Probing the micromechanics of a multi-contact interface at the onset of frictional sliding. *The European Physical Journal E*, 36(2) :17, Feb 2013.
- [69] Carmine Putignano and Daniele Dini. Soft matter lubrication : Does solid viscoelasticity matter ? *ACS Applied Materials & Interfaces*, 9(48) :42287–42295, 2017.
- [70] Ernest Rabinowicz. The nature of the static and kinetic coefficients of friction. *Journal of Applied Physics*, 22(11) :1373–1379, 1951.
- [71] J. R. Rice and A. L. Ruina. Stability of steady frictional slipping. *Journal of Applied Mechanics*, 50 :343–349, 1983.
- [72] F. Robbe-Valloire and M. Barquins. Adhesive contact and kinetics of adherence between a rigid cylinder and an elastomeric solid. *International Journal of Adhesion and Adhesives*, 18(1) :29 – 34, 1998.
- [73] F. Robbe-Valloire, B. Paffoni, and R. Progri. Load transmission by elastic, elasto-plastic or fully plastic deformation of rough interface asperities. *Mechanics of Materials*, 33(11) :617 – 633, 2001.
- [74] François Robbe-Valloire. Statistical analysis of asperities on a rough surface. *Wear*, 249(5) :401 – 408, 200.
- [75] V. Romero, E. Wandersman, G. Debrégeas, and A. Prevost. Probing locally the onset of slippage at a model multicontact interface. *Phys. Rev. Lett.*, 112 :094301, Mar 2014.
- [76] S. M. Rubinstein, G. Cohen, and J. Fineberg. Detachment fronts and the onset of dynamic friction. *Nature*, 430 :1005–1009, 2004.
- [77] S. M. Rubinstein, G. Cohen, and J. Fineberg. Dynamics of precursors to frictional sliding. *Phys. Rev. Lett.*, 98 :226103, Jun 2007.
- [78] S. M. Rubinstein, G. Cohen, and J. Fineberg. Visualizing stick–slip : experimental observations of processes governing the nucleation of frictional sliding. *Journal of Applied Physics*, 42 :214016, 2009.
- [79] R. Sahli, G. Pallares, C. Ducottet, I. E. Ben Ali, S. Al Akhrass, M. Guibert, and J. Scheibert. Evolution of real contact area under shear and the value of static friction of soft materials. *Proceedings of the National Academy of Sciences*, 115 :471–476, 2018.
- [80] Riad Sahli. *Mise en glissement des interfaces multi-contacts élastomères : étude expérimentale par visualisation in situ*. PhD thesis, Ecole Centrale Lyon, 2017.
- [81] A.R. Savkoor and G.A.D. Briggs. The effect of tangential force on the contact of elastic solids in adhesion. *Proceedings of the Royal Society of London A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 356(1684) :103–114, 1977.

- [82] J. Scheibert and D. K. Dysthe. Role of friction induced torque in stick slip motion. *EPL (Europhysics Letters)*, 92(5) :54001, 2010.
- [83] R. Stribeck. *Die wesentlichen Eigenschaften der Gleit- und Rollenlager*. Springer, 1902.
- [84] Zhenzhong Tang. *Polissage et adhérence des chaussées routières*. PhD thesis, Ecole nationale des ponts et chaussées, 2007.
- [85] Jørgen Kjoshagen Trømborg, Henrik Andersen Sveinsson, Julien Scheibert, Kjetil Thøgersen, David Skålid Amundsen, and Anders Malthe-Sørensen. Slow slip and the transition from fast to slow fronts in the rupture of frictional interfaces. *Proceedings of the National Academy of Sciences*, 111(24) :8764–8769, 2014.
- [86] J. Trømborg, J. Scheibert, D. S. Amundsen, K. Thøgersen, and A. Malthe-Sørensen. Transition from static to kinetic friction : Insights from a 2d model. *Phys. Rev. Lett.*, 107 :074301, Aug 2011.
- [87] A. J. Tuononen. Digital image correlation to analyse stick–slip behaviour of tyre tread block. *Tribology International*, 69 :70 – 76, 2014.
- [88] A. J. Tuononen. Onset of frictional sliding of rubber–glass contact under dry and lubricated conditions. *Scientific Report*, 6 :27951, 2016.
- [89] Malcolm L. Williams, Robert F. Landel, and John D. Ferry. The temperature dependence of relaxation mechanisms in amorphous polymers and other glass-forming liquids. *Journal of the American Chemical Society*, 77(14) :3701–3707, 1955.
- [90] F. Wu-Bavouzet, J. Cayer-Barrioz, A. Le Bot, F. Brochard-Wyart, and A. Buguin. Effect of surface pattern on the adhesive friction of elastomers. *Physical Review*, 82 :031806, 2010.
- [91] S. Yashima, V. Romero, E. Wandersman, C. Fréty, M. K. Chaudhury, A. Chateauminois, and A. M. Prevost. Normal contact and friction of rubber with model randomly rough surfaces. *Soft Matter*, 11 :871–881, 2015.