



HAL
open science

Mise en glissement des interfaces multicontacts élastomères : étude expérimentale par visualisation in situ

Riad Sahli

► **To cite this version:**

Riad Sahli. Mise en glissement des interfaces multicontacts élastomères : étude expérimentale par visualisation in situ. Autre. Université de Lyon, 2017. Français. NNT : 2017LYSEC012 . tel-01811239

HAL Id: tel-01811239

<https://theses.hal.science/tel-01811239>

Submitted on 8 Jun 2018

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

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



N° d'ordre NNT : 2017LYSEC12

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 : Génie Mécanique

Soutenue publiquement le 20 Mars 2017, par :

M. SAHLI Riad

**Mise en glissement des interfaces
multi-contacts élastomères : étude
expérimentale par visualisation *in situ***

Devant le jury composé de :

BAIETTO Marie-Christine, Directrice de Recherche CNRS, INSA de Lyon
PREVOST Alexis, Chargé de Recherche HDR, Université Pierre et Marie Curie
VANEL Loïc, Professeur, Université Claude Bernard
SCHEIBERT Julien, Chargé de Recherche CNRS, École Centrale de Lyon
DUCOTTET Christophe, Professeur, Université Jean-Monnet Saint-Étienne

Présidente
Rapporteur
Rapporteur
Directeur de thèse
Co-directeur de thèse

Table des matières

Remerciements	7
Introduction générale	15
0.1 Les lois classiques du frottement solide	15
0.2 Limitations de la loi Rate-and-State	17
0.3 Objectifs de la thèse	20
0.4 Qu'avons-nous fait en pratique ?	21
1 Montage expérimental	23
1.1 Introduction	23
1.2 Quelles interfaces de contact ?	24
1.2.1 L'élastomère	24
1.2.2 Les surfaces étudiées	26
1.2.3 La mise en contact des surfaces	26
1.2.4 Autres paramètres de contrôle des expériences	28
1.2.5 Le cas des mono-contacts sphère-plan	29
1.3 Actuation et mesures mécaniques	29
1.3.1 Le système de translation.	29
1.3.2 Le capteur de force	30
1.3.3 Protocole expérimental général	31
1.3.4 Le cas des mono-contacts sphère-plan	32
1.4 Suivi <i>in situ</i> de l'interface de contact	33
1.4.1 Le système optique	33
1.4.2 Étude du contraste des images	36
1.4.3 Bruit sur les images	38
1.5 Conclusion	40
2 Évolution de l'aire de contact réelle	43
2.1 Introduction	43
2.2 Méthode de mesure de l'aire réelle	49
2.2.1 Segmentation d'image	50
2.2.2 Avantages et inconvénients de la méthode	55

TABLE DES MATIÈRES

2.2.3	Effet de la résolution spatiale	55
2.3	Résultats	56
2.3.1	Principe de l'expérience	56
2.3.2	Evolution de l'aire de contact réelle sous cisaillement	57
2.3.3	La mise en glissement	59
2.3.4	Valeur de la force de frottement statique	61
2.3.5	Asymétrie de la réduction d'aire	63
2.4	Comportement des contacts individuels	64
2.4.1	Étude du mono-contact sphère-plan sous cisaillement	65
2.4.2	Un comportement commun à toutes les échelles	66
2.4.3	Changement de forme des contacts	68
2.5	Discussion	71
2.6	Conclusion	74
3	Influence de l'épaisseur	75
3.1	Introduction	75
3.2	Expérience	76
3.2.1	Description de l'expérience	76
3.2.2	Les procédés de fabrication des dépôts	77
3.3	Résultats	81
3.3.1	Les interfaces lisses	81
3.3.2	Les interfaces multi-contacts	81
3.4	Discussion	83
3.4.1	Adimensionnement des données	83
3.4.2	Approche énergétique de la dissipation	85
3.5	Conclusion	90
4	Effet des conditions de chargement	91
4.1	Introduction	91
4.1.1	Le modèle de Scheibert et Dysthe (SD)	92
4.1.2	Comment comparer mesures et prédictions?	95
4.2	Méthode de mesure du champ de déplacement	96
4.2.1	Description de la méthode	97
4.2.2	Les artefacts en corrélation d'image	101
4.2.3	Méthode de suppression des artefacts	102
4.2.4	Illustration et validation de la méthode	106
4.2.5	Validation	110
4.3	Résultats	110
4.3.1	Évolution du champ d'aire de contact réel	112
4.3.2	Évolution du champ de déplacement	115
4.3.3	Fronts de glissement	118
4.4	Conclusion	124

TABLE DES MATIÈRES

Conclusion	127
4.5 Bilan	127
4.6 Perspectives	128
Bibliographie	131
Table des figures	139
Liste des tableaux	149

TABLE DES MATIÈRES

Remerciements

Préface aux remerciements

Cette préface aux remerciements a pour but de montrer à quel point je suis content de l'accueil que m'a réservé le Laboratoire de Tribologie et Dynamique des Systèmes (LTDS) et plus largement l'École Centrale de Lyon (ECL). Ces structures sont bien sûr composées d'hommes et de femmes qui ont œuvré au bien être des doctorants, en général, et au bon déroulement de ma thèse, en particulier. Que se soit mes encadrants, mes collègues scientifiques, de la conception en passant par les équipes pédagogiques, les membres des administrations, la gestion du patrimoine. . . Mes remerciements vont plus loin que le LTDS, j'ai connu beaucoup de personnes prêtes à m'aider : mes collègues de l'Institut des Nanotechnologie de Lyon avec qui j'ai réalisé une partie de mes enseignements et animé l'association des doctorants que j'ai présidé de 2013 à 2015 ; les membres du LMFA avec notamment le pôle calcul pour son support de qualité et le pôle visualisation avec qui j'ai échangé des connaissances et du matériel optique ; les membres du LIRIS avec leur séminaire de traitement d'image très instructif qui m'ont accueilli les bras ouverts et les doctorants du laboratoire Ampère et de l'Institut Camille Jordan qui ont animé et continue d'animer l'association des doctorants.

Ces remerciements vont également au directeur de l'École Centrale de Lyon, Franck Debouck, et le Directeur de la recherche Jean-Pierre Bertoglot, qui continue de dynamiser l'école et de veiller à l'intégration des doctorants. Tâche ardue due à notre double statut : étudiant (en apprentissage) et salarié (moteur de la recherche). L'intégration des doctorants s'est grandement amélioré durant ces trois années. J'ai été impressionné par la réactivité de l'établissement face au besoin des doctorants, mes revendications en tant que président de l'association des doctorants (que j'espère pas trop virulent, surtout à mon arrivée). Cette bonne volonté couplée à cette réactivité nous a permis de mieux intégrer les doctorants et même de devancer les obligations nationales à venir faisant de l'École Centrale de Lyon un établissement moteur au sein de la communauté universitaire de Lyon (en toute humilité). Un grand merci à tout les membres de la direction de la communication, notamment Marine Métrale et Clementine Bernon, pour leur aide au bon déroulement des événements organisés par les doctorants.

TABLE DES MATIÈRES

Remerciements

Le jury de thèse. Je tiens à remercier les membres de mon jury de thèse, Mme Baietto Marie-Christine, M. Prevot Alexis et M. Vanel Loïc d'avoir accepté de donner de leur temps pour évaluer mes travaux de recherches. Il est appréciable de pouvoir compter sur un jury sérieux, intéressé et respectant les délais d'évaluations. Ceci a contribué en amont au bon déroulement de la soutenance de thèse. Un grand merci pour le travail que vous avez accompli.

Le directeur de thèse. J'aimerais tout d'abord remercier mon directeur de thèse, Julien Scheibert, pour son implication totale tout au long de cette thèse. Grâce à l'organisation scientifique de ses travaux de recherche bien pensés et à l'affectation des ressources nécessaires au projet, j'ai pu mener à bien mes travaux de recherche et ce, dans des conditions optimales. Je le remercie. Je tiens également à le remercier pour avoir toujours pris en compte dans nos discussions scientifiques mes opinions et mes intuitions. Cette confiance a permis de ne pas passer à côté d'observations importantes, même si parfois cette démarche peut sembler coûteuse en temps de recherche ! Je le remercie encore une fois.

Le co-directeur de thèse. Je tiens également à remercier mon codirecteur de thèse, Christophe Ducottet, pour son implication dans ce projet de recherche, surtout dans la partie optique et analyse d'image. Il a, dès le début de ma thèse, fourni les efforts nécessaires pour faire le lien entre les systèmes tribologiques étudiés et les moyens optiques nécessaires pour les mesures et les analyses de données. Cela m'a permis d'acquérir rapidement une double compétence en tribologie et en optique. J'ai apprécié son recul scientifique sur le projet et sa vision à long terme qui a permis d'obtenir un système de mesure fiable à la hauteur de nos attentes. Ne pas perdre de temps, c'est en gagner.

Le co-équipier de recherche. Un grand merci également à Gaël Pallares, avec qui j'ai passé une grande partie de ma thèse. C'est un chercheur talentueux, compétent et sympathique, travaillant sur un sujet connexe avec qui j'ai partagé un banc expérimental, un bureau, des idées... Je peux dire sans l'ombre d'un doute que cette thèse ne serait pas la même sans sa présence. J'ai eu la chance d'avoir une autre personne qualifiée sur qui compter, avec qui j'ai pu échanger tous les jours, une chance pour un doctorant. Une bonne équipe, c'est une bonne ambiance, c'est de la confiance, une rigueur organisationnelle de tous les jours pour le bon fonctionnement des expériences et une honnête scientifique.

Les polyméristes. Durant cette thèse, j'ai eu la chance de collaborer avec des chercheurs polyméristes du laboratoire d'Ingénierie des Matériaux Polymères (IMP) sur le campus de

TABLE DES MATIÈRES

la Doua, Samer Al Akhrass et Imed Eddine Ben Ali. J'ai particulièrement apprécié l'engagement et la bonne humeur d'Imed avec qui j'ai le plus interagi sur la partie expérimentale et synthèse. Travailleur et de bonne humeur même au début de collaboration tout était à faire. Finalement nous avons réussi à passer des surfaces texturées chimiquement sur notre expérience de frottement !

Nos stagiaires bien aimés. Une pensée à Jafar Penot, stagiaire en simulation au LTDS qui a passé un moment avec nous pour simuler, via des éléments finis, des contacts sphères plans. Il a apporté sa pierre à l'édifice, pas évident sur un stage de quelques mois. Merci à Xiaolong Tan d'avoir re-revérifié la valeur de l'adhésion verre pdms sur un montage dédié pendant son stage.



FIGURE 1 – Les moments de reconnaissance sont rares en recherche. J'ai eu l'honneur de gagner le premier prix de la présentation du meilleur poster au symposium LeedsLyon 2017. Je suis content que mes travaux soient reconnus par la communauté du frottement, j'ai donc mis une photographie de la remise des prix. Une occasion également d'associer les personnes ayant participé à ces travaux. Gaël PALLARES, Julien SCHEIBERT et Christophe DUCOTTET. De gauche à droite : Benyebka BOU-SAÏD, Jorge SEABRA, Tim LESTER, Riad SAHLI, Jean-Michel VACHERAND, Philippe VERGNE. LeedsLyon, 6 septembre 2017, Lyon.

TABLE DES MATIÈRES

Les collègues du LTDS

Merci également au directeur du laboratoire lors de mon arrivée, Denis Mazuyer, également membre de notre équipe pour son travail en tant que directeur. Il a toujours considéré les doctorants comme des chercheurs contribuant pleinement à l'effort de recherche, au même titre que les autres membres du laboratoire. De plus, les discussions scientifiques que j'ai pu avoir avec lui sur des sujets variés de tribologie m'ont permis de saisir les enjeux et la diversité au sein des communautés de la mécanique du contact et du frottement.

Merci également à notre directeur de laboratoire actuel nommé depuis peu, Fabrice Thouverez, qui a continué de souder les membres du LTDS. J'ai apprécié les journées du LTDS et la rotation des formats et des lieux et ce deux fois par an. De plus, ses conseils concernant les enseignements possibles à l'École Centrale de Lyon au département MS-GM-GC et les démarches à suivre m'ont aidé à trouver des enseignements.

Je tiens à remercier Alain Le Bot, représentant de notre groupe à mon arrivée et collègue de recherche fiable, efficace. Un peu trop efficace pour un jeune thésard, tu as mis la barre très, très haut ! Merci de m'avoir montré comment gérer un groupe de recherche via ton implication quotidienne dans le bon fonctionnement de groupe. J'ai beaucoup apprécié les débats informels du mercredi, à la fois source d'inspiration et d'échanges d'idées grâce à son format souple propice aux échanges et aux questions, et à la fois source de pression lorsque mon tour est venu de présenter. A cause de son format souple propice aux échanges et aux questions. Alain, une personne fiable sur qui compter dans ce monde de doutes.

Je tiens également à remercier Davy Dalmas, représentant de notre groupe depuis ma troisième année de thèse. Ton arrivée dans notre laboratoire m'a apporté une fraîcheur scientifique grâce à tes connaissances générales en science, et notamment en fracture pour ne citer que celle-ci. J'ai été heureux de voir notre thématique s'agrandir avec une personne de plus tout en renforçant la bonne humeur et la dynamique du groupe. Tes conseils couplés à ton réseau scientifique m'ont permis d'entrevoir les enjeux de ma thématique au niveau mondial rapidement. La science tranquille !

Un grand merci à Joël Perret-Liaudet, enseignant-chercheur dans notre groupe avec qui je me suis activement impliqué dans des projets pédagogiques diverses et variés plus intéressants les uns que les autres. Il a renforcé mon envie d'enseigner et de transmettre le savoir. J'ai grandement apprécié ses qualités humaines, sa culture générale incroyable et son implication dans l'enseignement. Je le remercie de m'avoir aidé à obtenir mes premiers enseignements de mécanique et de m'avoir fourni son aide ainsi que tous les documents nécessaires au bon déroulement des travaux dirigés. J'ai beaucoup appris grâce à lui.

Je tiens également à remercier Juliette Cayez-Barrioz, membre active de notre groupe et responsable de l'axe 4 du LabEx Manutech-SISE dans lequel s'inscrit mes travaux de recherche. Son implication dans le bon déroulement de mes travaux de recherche et des dis-

TABLE DES MATIÈRES

cussions sur des points communs avec ses travaux ont dynamiser mes recherches. En me poussant à présenter mes travaux à de multiples événements en liens avec ma thématique, elle m'a donné des dates limites avec des objectifs à atteindre, stimulation souvent stressante mais scientifiquement positive.

Merci à Jean-Luc Loubet, qui a réussi à la fois être un collègue sympathique avec qui discuter sur les mécanismes fondamentaux du frottement et à être en même temps une personne posée nous représentant dans les différentes instances scientifiques. J'ai grandement apprécié son expérience mélangée à des idées ambitieuses allant au-delà des préjugés scientifiques. C'est sûrement pour cela qu'il est apprécié des doctorants. Partageant certains de nos moments de convivialité... et la majorité de nos problèmes scientifiques!

Je tiens également à remercier Sandrine Bec, pour son aide au sein de laboratoire. Son efficacité et sa droiture m'ont permis de résoudre mes problèmes de compatibilité de mon contrat avec l'enseignement. Maintenant, tous les contacts LabEx sont naturellement compatibles avec une mission d'enseignement. Je la remercie également pour son implication dans le projets de qualité du doctorat au niveau de l'établissement. Il manquait aux doctorants une lumière dans ces ténèbres administratives, maintenant nous l'avons.

Merci à Matthieu Guibert pour beaucoup de choses. Pour ton aide, ton soutien, ton envie de faire avancer les choses dans le bon sens... Merci à Thibaut Durand pour son aide à la conception et pour ses explications claires et enthousiastes. Et merci à Didier Roux pour pour ses astuces sur l'usinage des pièces et pour son exposé informel sur l'histoire des standards internationaux.

Je tiens également à remercier la (ou les) personne(s) que j'aurais oublié dans ces remerciements (ce qui va probablement arriver au regard du nombre de personnes que je connais à l'ECL) et qui pourtant m'a grandement aidé lors de ce doctorat. Cette personne sera sûrement un personne aimable, avec qui j'ai pu échanger avec aisance au quotidien, me donnant des conseils fiables de façons naturelle. Une personne toujours à nos côtés, indispensable comme l'air que l'on respire. Je tiens à la remercier (et désolé de l'oubli!).

TABLE DES MATIÈRES

Remerciements personnalisés

Depuis peu, les remerciements ont pris une part de plus en plus importante dans nos manuscrits, et ce, via une petite concurrence de remerciements que certains de nous se livrent dans notre laboratoire. Ce n'est que depuis la soutenance d'Eloi, avec ces remerciements exhaustifs et bien structurés que les hostilités, ou plutôt que les amicalités ont commencé. Je vais donc, dans cette partie plus personnelle des remerciements, tenter de faire honneur à nos amitiés. Ne pouvant réaliser des sections exhaustives, je vais tenter de faire preuve d'originalité en enrichissant le texte de figures ludiques. En espérant que cela vous fasse un tantinet sourire.

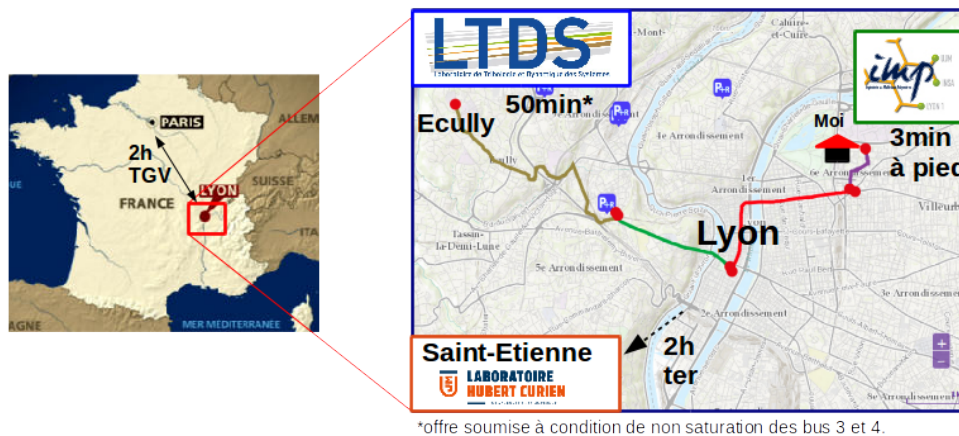


FIGURE 2 – Coût temporel théorique d'accès aux différentes ressources scientifiques d'un doctorant avec ses collaborateurs proches. Échantillons texturés IMP, 3 minutes. Expérience de frottement LTDS, 50 minutes. Expertise en optique et traitement du signal LHC, 2h. Conseil aux futurs doctorants : le choix de votre logement est stratégique. Pensez y avant de vous installer car $2 \cdot 50 \cdot (365 \cdot 0.71 - 5 \cdot 7) \cdot 3 / 60 = 1120\text{h}$ soit près de 47 jours de trajet dans une thèse. Un mois et demi, à peu près le temps moyen qu'il vous manquera pour finir de rédiger votre thèse dans les temps.

Les futurs/nouveaux anciens

Plus que des collègues, se sont des camarades qui ont marqué mon passage au laboratoire : Nicolas le fanfaron (je compte sur toi pour maintenir une bonne ambiance), Camille toujours souriante (surveille Nicolas XD), Chaïma ma première co-bureau (courage pour les enseignements), Jonas (que le frottement soit avec toi), Jessica (reviens-nous vite!), Thibault Souilliant le créatif sérieux avec qui j'ai beaucoup échangé sur tout et sur rien (l'amour vaincra... ou pas), Paul Baral (puisses-tu rester actif dans l'art de façonner le papier encore longtemps), Thomas avec son magnifique chapeau et son humour incontournable, Julien (Bonaventure) pour le super Noël du LTDS que nous avons fait, Eloi Kewes et ses

TABLE DES MATIÈRES

supers remerciements de thèse qui me mettent une pression incroyable pour les miens (c'est à cause/grâce à toi que les miens sont si long!), Nazario pour son aide, mais encore... Alexia, Alexa, Adalberto, André, Ariane Viat pour avoir représenté les doctorants avec classe et caractère, Bertrand, Coralie mon amie côté biologie, Damien, Dominique, Élise notre star de télévision, Emmanuel, Fabrice, Franck (merci pour les discussions du midi), Françoise, Gaëtan pour nos projets top secrets, Gaylord, Haohao Ding et nos discussions/comparaisons entre la France et la Chine, Hassan, Hélène, Ilhem, Jocelyn (super thèse), Julien Fontaine et sa bienveillance lors des conférences, Julie, Juliette + Fabien (Félicitations!), Koumi (INSA) pour l'essai de simulation de contacts, Laurence, Laurent, Malik ;-), Manuel Cobien (keep in ssh XD), Maria-Isabel De-Barro (le Nortrib c'était sympa), Marieme, Mehdi et sa poignée de main mémorable, Michel Belin (TBP!), Clotilde discrète et toujours prête aider, Nora *< ;-), Odin le cosmonaute, Philipe, Emmanuel, Romain (Insa), Sana, Sahra, Siegfried (responsable d'équipe), Laura, Stéphanie (Lobster party!), Sylvain du Japon, Mickael, Simon le faiseur de bruit, Thierry 100% frottement zéro, Thomas Malhomme (What else?!), Thomas Mathia pour ses discussions culturelles, Tiffany Achard et Natalie Gibert pour leur aide en temps que gestionnaire dans les moments cruciaux des missions, Vanessa, Vincent, Xingrong Huang (alias Ariane!) merci pour le carillon et le thé, Yves Jegou pour son support logistique lors de ma thèse, Alex pour avoir maintenu notre environnement sain dans la bonne humeur (et pour nous dépanner quand on perdai nos clefs!).

Dans les autres laboratoires de l'École Centrale Lyon. Merci aux anciens membres du bureau ECLAT à l'INL Liu Shi, Lucie Dupin, Francesca, Mathieu, Maxime, Robert Chahine (LMFA), ... Bertrand Vilquin l'incontournable de l'INL et ses apparitions surprises lors des TP :-), Baba, Nasser et ces bons plans resto, Paule (vive la robotique), Pierre-Louis (Pitou pour les intimes) toujours à jour et connecté, René Chalon (LIRIS) et le PE robotique, Christelle (merci pour les enseignements de semi-conducteur et la qualité de ta gestion des heures), Emmanuel et José pour les formations TP, Yves (INL) et toute l'équipe pédagogique.

TABLE DES MATIÈRES

A ma famille...

Ma famille sans qui rien de tout cela n'aurait été possible, leur dévouement et leur soutien sans faille tout au long de mes études m'ont aidé à accomplir une partie de mon rêve. Je vous aime!

Un projet de recherche ça se construit pierre par pierre



FIGURE 3 – Demi-journée banalisée lors de l'école d'été Phasme, Cargèse, France, Août 2016. La recherche a de bons côtés. Merci à Agathe et Amandine pour avoir pris les photographies du haut de la tour.

Introduction

Le frottement solide correspond à la résistance au glissement de deux corps solides en contact. Il s'agit par exemple de la résistance de l'interface entre une chaussure et le sol, qui nous permet d'avancer en marchant. Dans les systèmes mécaniques, le frottement a au contraire des effets négatifs de dissipation d'énergie et d'usure lors du mouvement relatif de pièces mobiles. Le frottement solide est dit sec s'il y a contact direct entre les deux objets. Il est dit lubrifié si l'on a introduit à l'interface un liquide, le plus souvent dans le but de diminuer les efforts de frottement et l'usure. Dans cette thèse, nous considérerons des interfaces sèches.

0.1 Les lois classiques du frottement solide

Malgré des siècles d'investigations, les lois du frottement solide restent essentiellement des lois empiriques. La loi la plus connue, et qui suffit bien souvent à dimensionner des systèmes mécaniques, est la loi dite d'Amontons-Coulomb (AC), établie dès la fin du 17^{ème} siècle [1, 2] (figure 4). Cette loi, ou plutôt cet ensemble de lois, dans son acception moderne, correspond aux propriétés suivantes [3].

1^{ère} loi : Aucun mouvement relatif (glissement) ne se produit entre les solides tant que la force tangentielle appliquée à l'interface, F , reste inférieure à une force seuil, F_s , appelée force de frottement statique.

2^{ème} loi : Le glissement est dissipatif, et la force de frottement cinématique correspondante, F_k , est constante, de valeur généralement inférieure à F_s .

3^{ème} loi : F_s et F_k sont proportionnelles à la valeur de la force normale P appliquée à l'interface. Le comportement en frottement de l'interface est donc caractérisé par deux coefficients de frottement, $\mu_s = \frac{F_s}{P}$ et $\mu_k = \frac{F_k}{P}$. Les coefficients de frottement statique et cinématique sont généralement considérés comme des constantes pour un couple de matériaux donné.

Au cours des années 70-80, des travaux issus de la mécanique des roches ont mis en lumière certaines insuffisances dans la description donnée par les lois d'Amontons-Coulomb [3, 4] :

1. Le coefficient de frottement statique μ_s n'est pas constant, mais augmente avec le temps t_c écoulé entre la première mise en contact des solides et l'instant du premier

0.1. LES LOIS CLASSIQUES DU FROTTEMENT SOLIDE

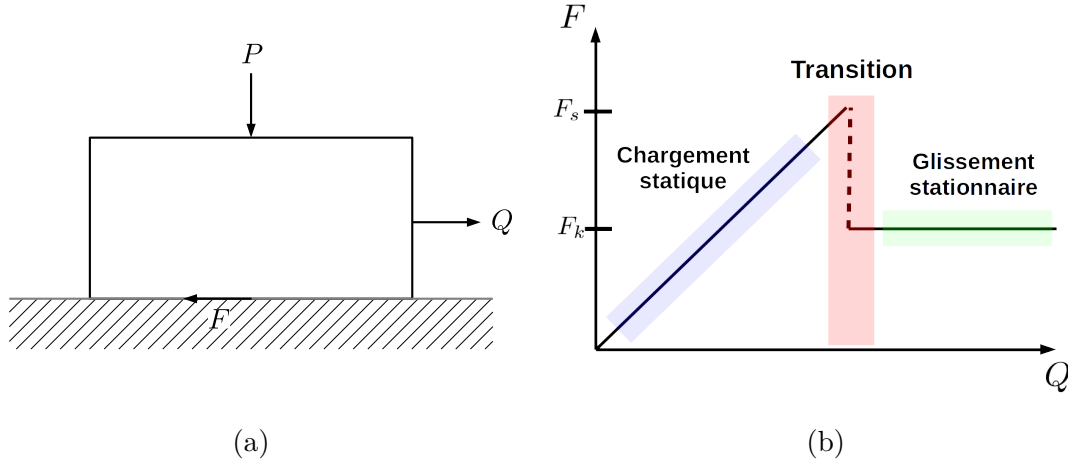


FIGURE 4 – (a) Deux solides en contact : un patin est chargé avec une force normale P et cisailé avec une force Q . Une force F s’oppose au chargement Q , c’est la force de frottement. (b) Courbe de charge pour une loi de frottement d’Amontons-Coulomb. Le chargement augmente jusqu’à une valeur maximum F_s pendant que le système reste immobile, c’est la zone de chargement statique (en bleu). Puis le système se met en mouvement (en vert), la valeur de la force en glissement F_k est plus petite que la force statique F_s . La zone rouge sur la figure correspond à la transition entre la phase statique et la phase cinématique du système.

glissement. Ce phénomène est appelé vieillissement. μ_s est classiquement une fonction logarithmique de t_c .

2. Le coefficient de frottement cinématique μ_k n’est pas constant, mais décroît avec la vitesse de glissement, typiquement logarithmiquement.
3. Lors d’un passage soudain d’une vitesse à une autre, la force de frottement présente un transitoire, dont la durée est pilotée par une distance caractéristique, D_0 , typiquement micrométrique (figure 5).

Ces observations additionnelles, obtenues dans le régime des basses vitesses de glissement (inférieures à quelques centaines de $\mu m.s^{-1}$), ont été incorporées dans une loi qui améliore celles d’Amontons-Coulomb, la loi dite de Rate-and-State (RS) [5] (voir [6, 3] pour des revues) :

$$\mu_d(\phi, \dot{x}) = \mu_d(V_0) + B \ln\left(\frac{\phi V_0}{D_0}\right) + A \ln\left(\frac{\dot{x}}{V_0}\right), \quad (1)$$

et

$$\dot{\phi} = 1 - \frac{\dot{x}\phi}{D_0} \quad (2)$$

Comme on le voit, la loi RS introduit, de façon empirique, les dépendances logarithmiques observées en vitesse et en une variable d’état ϕ . Il est aujourd’hui accepté que ϕ correspond à la durée de vie typique d’un micro-contact individuel au sein d’une interface dite

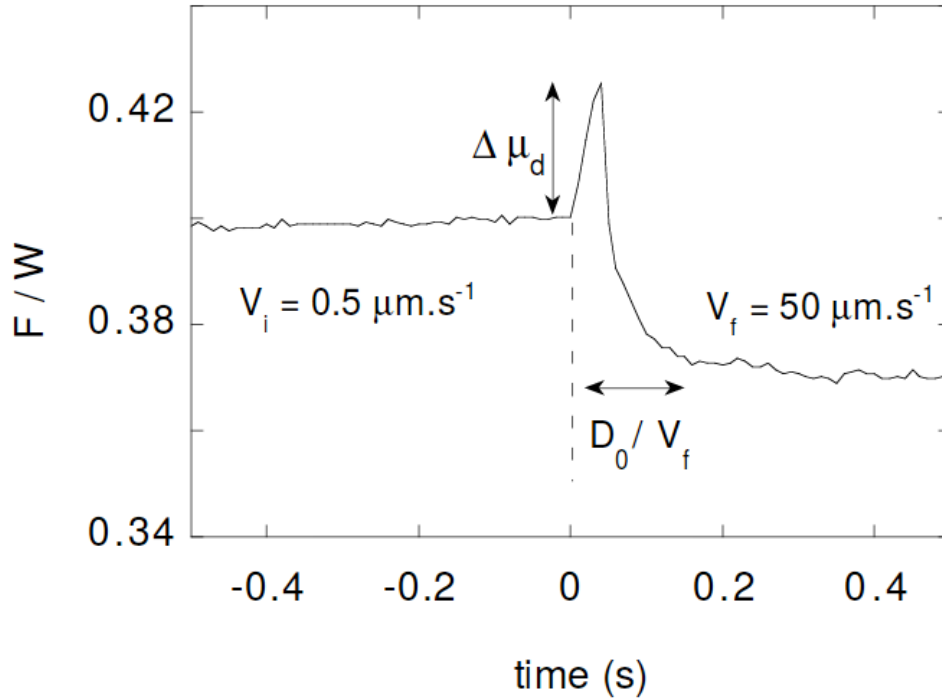


FIGURE 5 – Figure extraite de [3]. Transition de la force de frottement suite à un saut de la vitesse d’entraînement à $t = 0$ de V_i à V_f , pour une interface PMMA-PMMA (Polyméthylméthacrylate). Avec F la force tangentielle, W la force normale et D_0 une distance caractéristique.

multi-contact, entre deux surfaces rugueuses. Cette durée de vie, en régime de glissement stationnaire à vitesse V , correspond à $\frac{D_0}{V}$. D_0 est interprété comme la taille caractéristique, typiquement micrométrique, des micro-contacts.

La loi RS possède l’avantage de présenter une description unifiée des coefficients de frottement statique et dynamique. En effet, le vieillissement sous charge statique est décrit par la loi lorsque l’on prend $V = 0$, et donc que $\phi = t$. Depuis les années 1980, la loi RS a été largement utilisée, avec succès, pour décrire la dynamique de la force de frottement dans une variété de conditions cinématiques, et pour un grand nombre de matériaux différents [6, 3].

0.2 Limitations de la loi Rate-and-State

La description du frottement solide par la loi RS serait satisfaisante si de nouvelles observations, faites depuis les années 2000, n’avaient pas mis en évidence une phénoménologie complexe lors de la première mise en glissement d’une interface, au voisinage du pic de frottement statique. Les lois d’AC et RS considèrent que le comportement de l’interface peut

0.2. LIMITATIONS DE LA LOI RATE-AND-STATE

être réduit à celui d'un point matériel, ce qui sous-entend que tous les points d'une interface de contact auront le même mouvement, par exemple commenceront tous à glisser au même instant lorsque F atteint F_s . Ce cas correspond à la limite de solides infiniment rigides. En réalité, les solides possèdent une élasticité finie. On s'attend donc à ce que, au sein d'une interface étendue, le glissement puisse démarrer à des instants différents selon l'endroit.

C'est effectivement ce qui a été observé expérimentalement à l'aide de dispositifs permettant la visualisation *in situ* d'interfaces étendues entre corps rugueux transparents. Le détail des résultats diffère en fonction de la géométrie du contact. Pour un contact entre une sphère et un plan, le contact apparent est circulaire. Le champ de pression est hétérogène, et suit en première approximation la théorie de Hertz du contact élastique [7]. Les propriétés essentielles de ce champ, pour la mise en glissement, sont qu'il est axisymétrique, s'annule sur les bords du contact et est maximum en son centre. Si l'on considère une loi de frottement de type Amontons-Coulomb, la résistance au glissement est localement proportionnelle à la pression. Cela implique une résistance qui décroît lorsque l'on s'éloigne du centre du contact, jusqu'à s'annuler en périphérie. D'un autre côté, lorsque l'on cisaille un contact circulaire collé, la théorie de l'élasticité prédit le développement d'un champ de contrainte de cisaillement qui diverge en périphérie de contact et décroît au fur et à mesure qu'on s'approche du centre [7]. On comprend alors que, dès le moindre cisaillement, du glissement va se produire en périphérie de contact. Avec l'accroissement de la force tangentielle appliquée, la zone annulaire de glissement périphérique va croître de façon quasi-statique (c'est-à-dire avec une vitesse directement pilotée par la vitesse du chargement extérieur), jusqu'à envahir la totalité du contact. A cet instant, le glissement macroscopique de tous les points de l'interface démarre. Ce scénario est décrit quantitativement par le modèle de Cattaneo et Mindlin [8, 9, 7]. Il a été confirmé expérimentalement par Prevost et al [10] sur le cas d'un contact entre une sphère rigide lisse contre un plan d'élastomère rugueux. Le champ de déplacement a été mesuré par corrélation d'images à partir d'images en transmission de l'interface multi-contact. Le champ de contrainte a été obtenu par inversion du champ de déplacement. Même en régime de glissement stationnaire, le champ de déformation n'est pas homogène, ce qui a été observé sur un système similaire par Chateauminois et Fréty [11]. Un point notable de ce scénario est que du glissement dit partiel intervient très tôt au sein de l'interface, bien avant d'atteindre macroscopiquement le pic de frottement statique. Une telle observation n'est pas descriptible par les lois d'AC et RS, car elles supposent une absence de glissement tant que $F < F_s$.

Pour un contact entre deux plans, on pourrait dans ce cas s'attendre à un comportement homogène de l'interface, en l'absence d'hétérogénéités liées à la non conformité des courbures des solides en contact. C'est effectivement ce qui est supposé dans un grand nombre de modèles de contact et de frottement d'interfaces plan-plan (par exemple [12, 13, 14]). Cependant, en pratique, il est presque impossible de réaliser un contact ayant des champs de pression et de cisaillement parfaitement homogènes. Une première cause est liée aux imperfections des surfaces préparées, par exemple une non uniformité de la rugosité ou un défaut de forme de la surface nominale. Une deuxième cause est liée à un chargement inhomogène de l'interface.

INTRODUCTION

Par exemple, si l'on cisaille l'interface entre un patin rectangulaire et un plan en poussant sur le côté du patin (comme dans la référence [15]), la région de l'interface la plus proche du point de poussée est la plus cisailée (figure 6). C'est donc là qu'on attend que le seuil de glissement soit atteint en premier. Et effectivement, les observations issues d'un suivi optique *in situ* de la répartition du contact réel le long de l'interface montrent une nucléation du glissement dans cette région. Contrairement au cas sphère-plan, l'accroissement de l'étendue de la zone de glissement n'est pas quasi-statique, mais se produit à des vitesses proches de celle du son dans les matériaux en contact. Ceci dénote une propagation de nature dynamique de la frontière entre zone glissante et zone encore collée, appelée dans la suite front de glissement. Là encore, l'interface ne glisse macroscopiquement que lorsque le front de glissement a traversé la totalité de l'interface. Par contre, la durée de ce régime transitoire n'est plus que de quelques millisecondes, pour une interface de longueur décimétrique. Des observations complémentaires, sur le même type de système, ont montré que la vitesse de propagation du front n'est pas constante le long de l'interface, mais dépend de la valeur prise localement par le rapport des champs de cisaillement et de pression à l'interface [16].

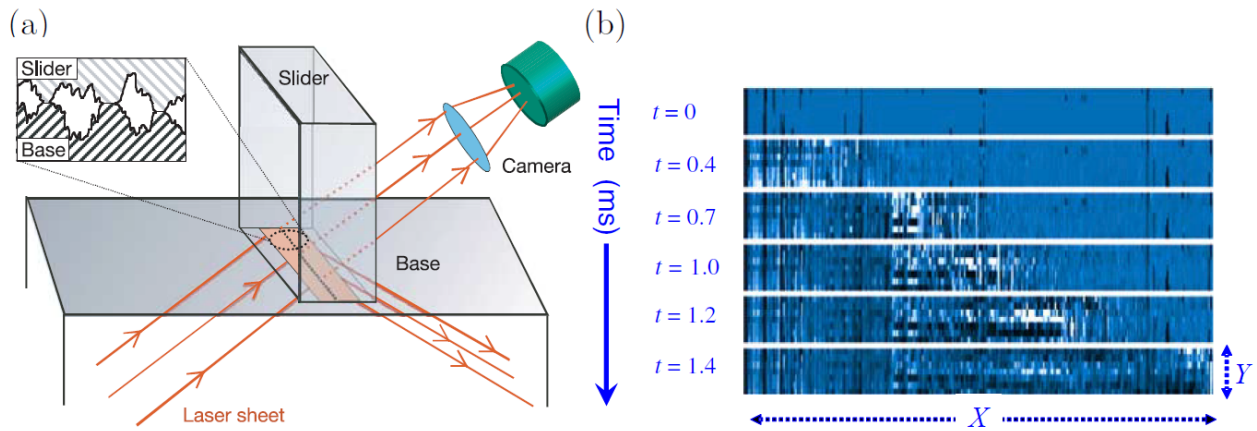


FIGURE 6 – Figure extraite de [15]. (a) Schéma du montage expérimental de la visualisation de la dynamique spatio-temporelle de l'interface de PMMA. (b) Image typique d'un événement de rupture. Chaque image montre toute l'interface. Le changement de couleur dans la figure entre deux images indique une rupture et une réformation de la micro-jonction au niveau de ce pixel. L'intensité reçue par la caméra est proportionnelle à l'aire de contact réelle.

En résumé, l'élasticité finie des corps en contact fait que la mise en glissement d'une interface frottante possède une dynamique spatio-temporelle propre, dont les propriétés dépendent finement des hétérogénéités de l'interface, en raison tant d'un désordre propre aux surfaces en contact que de la façon non homogène dont le chargement externe se répartit le long de l'interface.

Notons également que, pour les deux types de contact évoqués, des avancées récentes ont été réalisées grâce à l'observation *in situ* de la réponse mécanique de l'interface. Il s'agit

0.3. OBJECTIFS DE LA THÈSE

en effet d'un type d'approche très fructueux, en plein développement, et qui sera largement exploité dans ce travail de thèse.

0.3 Objectifs de la thèse

On le voit, la compréhension des mécanismes sous-jacents au frottement sec des surfaces rugueuses est encore incomplète. En particulier, les phénomènes transitoires associés à la première mise en glissement d'une interface ont récemment révélé une complexité inattendue. Cette thèse a pour ambition de prendre part à l'effort de recherche très soutenu ces dernières années au niveau international autour de cette question de la mise en glissement des interfaces multi-contact. Quelles sont les manques et les questions encore ouvertes à ce sujet dans la littérature ? Sans prétendre être exhaustif, voici quelques points qui ont piqué notre curiosité, et qui ont contribué à dessiner les contours des travaux de cette thèse.

Y'a-t-il une vie en dehors du PMMA ? Le regain d'intérêt récent pour le sujet de la mise en glissement a été principalement provoqué par une série d'observations expérimentales réalisées dans le groupe de J. Fineberg. Ces observations d'importance ont en particulier mis en évidence l'existence de fronts de glissement ayant une variété de vitesses dynamiques [15], pilotées par le rapport des contraintes de cisaillement et de pression [16]. Ces fronts peuvent dans certains cas apparaître bien avant le premier glissement macroscopique de l'interface [17], et sont alors dénommés précurseurs de glissement. La dynamique des fronts influence la valeur du pic de frottement statique et donc la valeur du coefficient de frottement statique, qui ne peut plus être considéré comme une constante d'un couple de matériaux [18]. Outre leur caractère complet et quantitatif, cette série d'observations n'a au final été réalisée que sur un type d'interface : le contact entre deux blocs de Polyméthylméthacrylate (PMMA) rugueux. La question de la généralité de ces résultats en termes de gamme de matériaux reste donc ouverte aujourd'hui. Le parti pris de cette thèse est d'étudier la mise en glissement d'interfaces rugueuses impliquant non plus un polymère vitreux comme le PMMA, mais un élastomère comme le Polydiméthylsiloxane (PDMS).

Quel est l'effet de la deuxième dimension ? Une autre spécificité des expériences sur le PMMA évoquées ci-dessus réside dans la nature quasi-1D des interfaces utilisées : leur longueur est plus de vingt fois supérieure à leur largeur. Cette caractéristique est évidemment bien utile pour suivre un front de glissement et mesurer sa vitesse comme un simple scalaire. Cependant, les interfaces réelles sont bien souvent 2D, avec une longueur et une largeur de dimensions comparables. Le long de telles interfaces, les fronts de glissement ne sont plus de simples points mais des lignes ayant potentiellement des formes et rugosités complexes. Il existe très peu de résultats expérimentaux sur ce type de fronts dans la littérature. Dans cette thèse, nous étudierons des interfaces dont la longueur est au plus le double de la largeur.

Comment accéder à des mesures mécaniques directement à l'interface ? Les mesures locales effectuées par le groupe de J. Fineberg sont de deux types : (i) la mesure optique du champ d'aire de contact réelle le long de l'interface. S'il s'agit bien d'une mesure des propriétés de l'interface, elle présente l'inconvénient de ne pas être facilement fiable à un champ mécanique bien défini, comme un champ de déplacement ou de contrainte. (ii) la mesure par un réseau de jauges de déformation à quelques millimètres au-dessus de l'interface. S'il s'agit bien d'un champ mécanique, la mesure n'est pas réalisée directement à l'interface, mais est déportée, de sorte qu'il faut supposer une relation de passage entre points de mesure et interface pour estimer les valeurs des contraintes interfaciales. Les mesures développées dans les groupes d'A. Chateauminois et A. Prevost permettent, elles, un accès au champ de déplacement directement à l'interface. Il s'agit de mettre à profit les hétérogénéités naturelles d'une interface rugueuse [10] ou des marqueurs insérés à dessein [19] et de les utiliser comme traceurs pour suivre par corrélation d'images la déformation de surface d'un solide élastomérique. Nous ferons également usage de ce type de méthode au cours de cette thèse (chapitre 4). Une autre méthode utilisée dans le groupe d'A. Prevost consiste à micro-structurer la surface d'un élastomère par une série de petites sphères constituant autant de micro-contacts modèles [20]. Via des théories mécaniques simples, il est possible d'estimer les efforts normaux et tangentiels individuels sur chacun des micro-contacts, et donc d'en reconstruire la répartition spatiale discrète. Ces résultats seront brièvement discutés au chapitre 2.

0.4 Qu'avons-nous fait en pratique ?

Au vu des résultats de la littérature et, en creux, de ses lacunes, la question centrale de la thèse, très pragmatique, peut être formulée de la façon suivante : Peut-on identifier certains paramètres expérimentaux qui permettent de piloter la valeur de la force de frottement statique ? Quels sont les mécanismes élémentaires mis en jeu ?

La première piste que nous avons suivie concerne l'aire de contact réelle, c'est-à-dire la somme de toutes les zones de contact intime entre les deux solides au contact. Il fait aujourd'hui consensus que cette grandeur est centrale dans la détermination de la force de frottement d'une interface. C'est pourquoi, au début de la thèse, nous avons passé un temps significatif à développer une méthode d'imagerie de contact et d'analyse d'image permettant une mesure robuste de cette aire de contact réelle. C'est au cours des premiers essais de frottement d'interfaces multi-contact que nous avons observé une variation significative de l'aire de contact réelle au cours du cisaillement, bien avant tout glissement. Cette observation surprenante nous a incité à étudier le phénomène de façon systématique, ce qui est l'objet du chapitre 2.

Une approche standard visant au contrôle du frottement consiste à revêtir l'une ou l'autre des surfaces en contact pour modifier ses propriétés d'adhésion, de frottement ou d'usure. Des discussions avec des collègues ayant réussi à modifier les propriétés de démouillage de films de polymères en contrôlant l'épaisseur d'un revêtement élastomère [21] nous ont suggéré

0.4. QU'AVONS-NOUS FAIT EN PRATIQUE ?

l'idée de tester le rôle potentiel d'une couche élastique sur la force de frottement statique d'un contact sec. Alors que certains travaux de la littérature concluaient sur une absence d'effet de l'épaisseur d'un tel type de revêtement, nous avons pris le parti d'explorer une gamme bien plus large d'épaisseurs. Ce faisant, nous avons pu mettre en évidence un effet important de l'épaisseur sur la valeur de la contrainte de mise en premier glissement d'interfaces élastomère-élastomère. Ces résultats font l'objet du chapitre 3.

Un modèle théorique proposé dans le groupe où cette thèse a été réalisée [22] prédisait un effet, sur la dynamique de mise en premier glissement, de la manière avec laquelle la force tangentielle est appliquée sur un patin frottant (plus précisément, de la hauteur du point d'application effectif de cette force par rapport au plan de l'interface de contact). L'idée est que, lorsque cette hauteur est non nulle, l'augmentation de la force tangentielle lors de la mise en charge s'accompagne par l'augmentation d'un couple à l'interface. Pour assurer l'équilibre mécanique, ce couple doit être compensé par une asymétrie avant-arrière du champ de pression interfacial. Cette asymétrie contrôlerait la localisation de la nucléation d'un front de glissement et sa vitesse de propagation. Le dispositif expérimental développé dans cette thèse, qui permet de se placer dans des conditions très proches de ce modèle, a donc été utilisé pour tester pour la première fois ces prédictions. Les résultats associés font l'objet du chapitre 4.

Chapitre 1

Montage expérimental

Sommaire

1.1	Introduction	23
1.2	Quelles interfaces de contact ?	24
1.2.1	L'élastomère	24
1.2.2	Les surfaces étudiées	26
1.2.3	La mise en contact des surfaces	26
1.2.4	Autres paramètres de contrôle des expériences	28
1.2.5	Le cas des mono-contacts sphère-plan	29
1.3	Actuation et mesures mécaniques	29
1.3.1	Le système de translation.	29
1.3.2	Le capteur de force	30
1.3.3	Protocole expérimental général	31
1.3.4	Le cas des mono-contacts sphère-plan	32
1.4	Suivi <i>in situ</i> de l'interface de contact	33
1.4.1	Le système optique	33
1.4.2	Étude du contraste des images	36
1.4.3	Bruit sur les images	38
1.5	Conclusion	40

1.1 Introduction

Ce chapitre présente le montage utilisé pour mener à bien l'étude expérimentale sur les propriétés de frottement statique des élastomères. Ce montage est de type opto-mécanique, c'est-à-dire qu'il couple une actuation mécanique des interfaces, la mesure des efforts supportés par cette interface et une visualisation *in situ* de l'interface. Nous allons nous en servir

1.2. QUELLES INTERFACES DE CONTACT ?

pour étudier les propriétés du frottement statique d'interfaces planes rugueuses, dont un au moins un des solides en contact est un élastomère. Le schéma du dispositif complet est représenté à la figure 1.1. Pour éclairer les mesures sur de tels multi-contacts, un certain nombre d'expériences complémentaires en géométrie sphère-plan lisse-lisse ont été réalisées. Pour cela, certains changements du dispositif et des protocoles expérimentaux ont été nécessaires, et sont détaillés dans des sous-sections dédiées (1.2.5 et 1.3.4).

1.2 Quelles interfaces de contact ?

1.2.1 L'élastomère

Protocole de préparation de l'élastomère.

Pour préparer les échantillons d'élastomère transparent, on utilise le PolyDiMéthySiloxane Sylgard 184, du fabricant « Dow Corning ». Le ratio de 10 de fondu de polymère pour 1 de réticulant en masse est respecté pour avoir un taux de réticulation complet de l'élastomère. Avant réticulation, le matériau est un liquide visqueux. Le mélange est mis sous vide avec une pompe primaire, dans un dessiccateur dédié, pour dégazage. Un agitateur, préalablement ajouté dans le bécher, mélange la mixture et aide à nucléer des bulles d'air. Le dégazage dure environ 1h pour 50g de PDMS. Le temps augmente avec la quantité d'élastomère à dégazer. Après réticulation complète, soit environ 7 jours d'attente à température ambiante, le matériau est un élastomère solide. La réticulation se fait à température ambiante pour éviter de stocker des contraintes résiduelles lors du retour à la température de travail.

Les constituants de base du PDMS sont stockés à l'abri de la lumière et dans des conteneurs dédiés. L'utilisation de l'élastomère a lieu avant la date de péremption prescrite par le constructeur. Toutes les expériences d'une même série sont réalisées à partir d'un même lot Sylgard.

Propriétés de l'élastomère.

Une partie des propriétés du PDMS sont décrites dans la référence [23]. Dans notre cas, le module de Young E du PDMS est de $1,6 \pm 0,1 MPa$, le coefficient de poisson est considéré égal à $\mu = 0,5$, comme habituellement pour les élastomères, qui sont proches de l'incompressibilité.

La valeur du travail d'adhésion entre le PDMS et le verre est obtenue avec un montage de mesure d'adhésion dédiée : l'aire de contact, la force normale et l'indentation d'un contact sphère-plan sont mesurées simultanément et comparées à la théorie JKR [24]. La valeur expérimentale obtenue de l'adhésion pour une interface PDMS-verre est de $27 \pm 1 mJ.m^{-2}$.

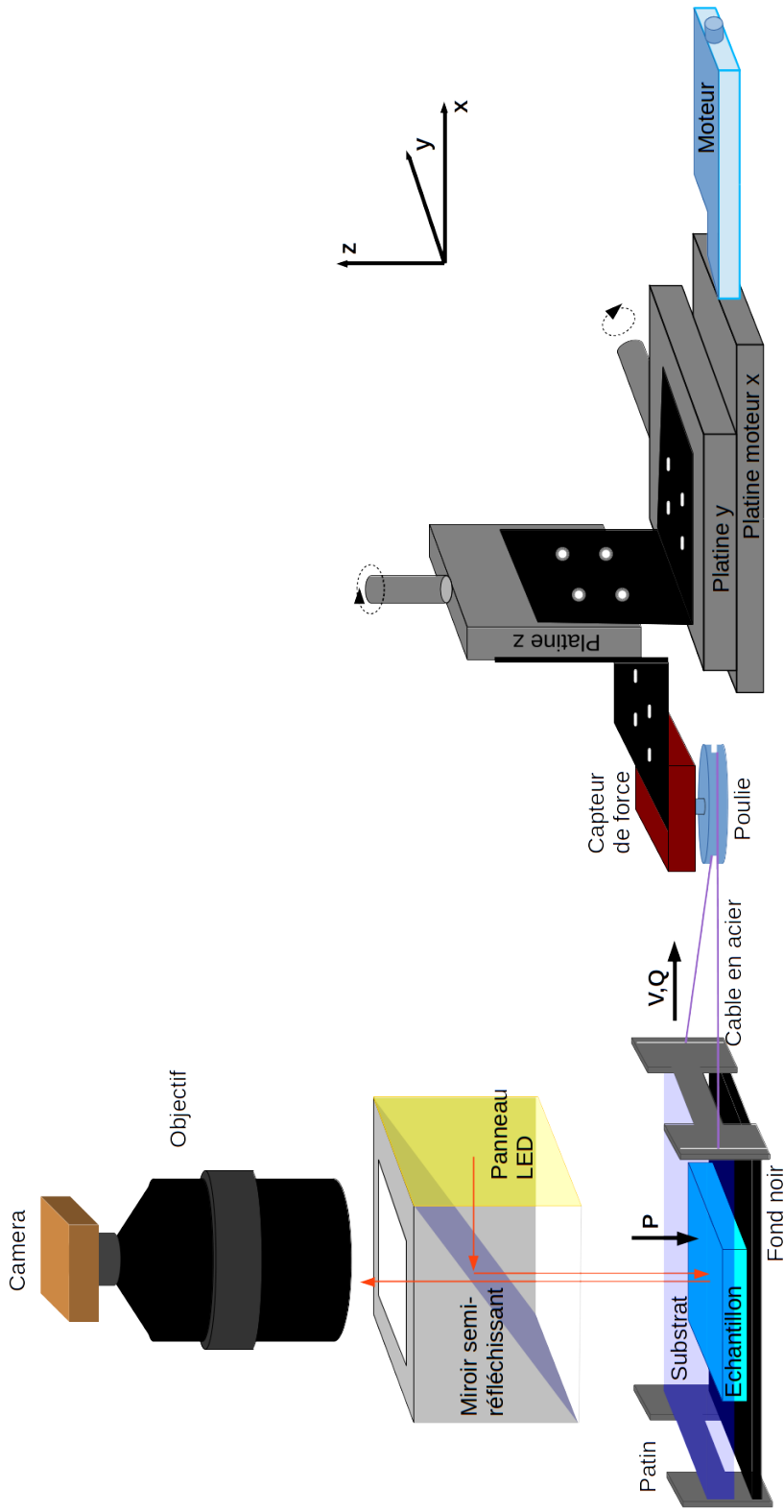


FIGURE 1.1 – Schéma expérimental du tribomètre avec visualisation *in situ* de l'interface de contact. P représente la force normale appliquée en $[N]$, V la vitesse de translation du moteur en $[m]$ et Q la force tangentielle mesurée en $[N]$. x représente l'axe de traction du moteur, y l'axe perpendiculaire à la direction de traction et dans le plan de la surface, z l'axe vertical perpendiculaire au plan x,y .

1.2. QUELLES INTERFACES DE CONTACT ?

1.2.2 Les surfaces étudiées

Les surfaces rugueuses élastomères

La surface du bas est composée d'une lame de verre sur laquelle a été réticulé directement un échantillon d'élastomère rugueux (figure 1.2b). Les échantillons étudiés ont des dimensions typiques de 35mm de longueur (direction x), 20mm de largeur (direction y) et de 3mm d'épaisseur (direction z).

La face rugueuse de l'échantillon est obtenue par moulage du polymère contre une plaque d'acier rugueuse obtenue par une méthode d'électro-érosion. L'usinage par électro-érosion est une technique procédant par fusion, vaporisation et éjection de la matière. L'énergie est apportée par des décharges électriques passant entre deux électrodes, la pièce à traiter et l'outil. Cette technique modifie les caractéristiques de la matière en surface.

La déviation standard de la distribution des hauteurs de la surface rugueuse R_q de la plaque d'acier, caractérisée via une mesure profilométrique, donne $R_q = 10\mu\text{m}$ et $26\mu\text{m}$ pour les deux rugosités utilisées. La figure 1.2a montre une image obtenue par profilométrie tactile de l'une des contre-faces servant à mouler la surface rugueuse de PDMS, ici $R_q \sim 10\mu\text{m}$.

L'étendue de la zone utile de la surface rugueuse est définie par découpe de l'échantillon au cutter. Pour limiter les effets de bord lors du contact, l'échantillon n'est pas taillé avec des flancs verticaux, mais en biseau, en laissant plusieurs millimètre d'élastomères sur les côtés (voir figure 1.2b).

Les surfaces lisses rigides

Le substrat qui compose la surface supérieure est un plan en verre optiquement lisse. Ce substrat est encastré dans un patin rigide, qui permet de positionner le substrat et de le soumettre aisément à des sollicitations mécaniques variées, qui seront détaillées par la suite.

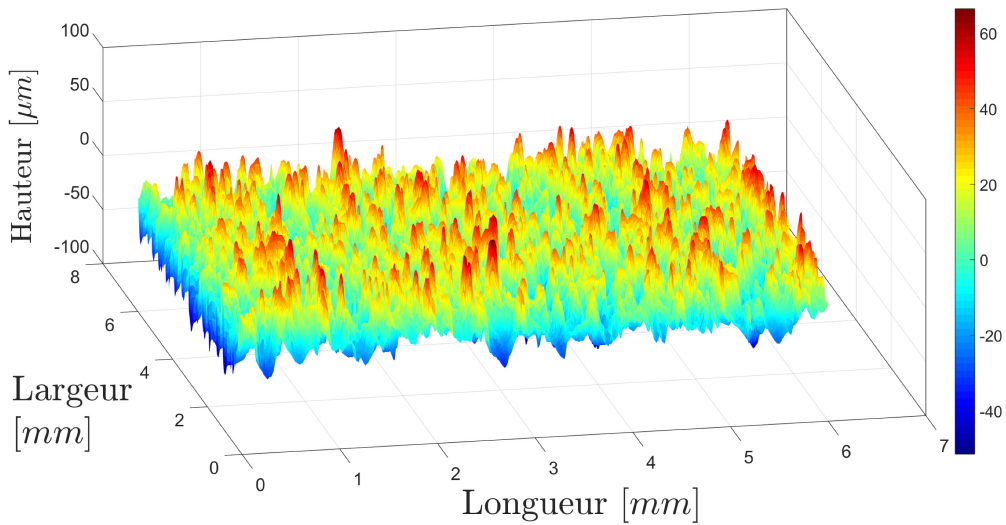
Il est possible de fonctionnaliser la surface du substrat en verre en réalisant différents traitements de surface comme :

- des dépôts de PDMS réticulé de différentes épaisseurs (voir chapitre 3)
- du greffage moléculaire, par exemple de PDMS (voir chapitres 2 et 3)

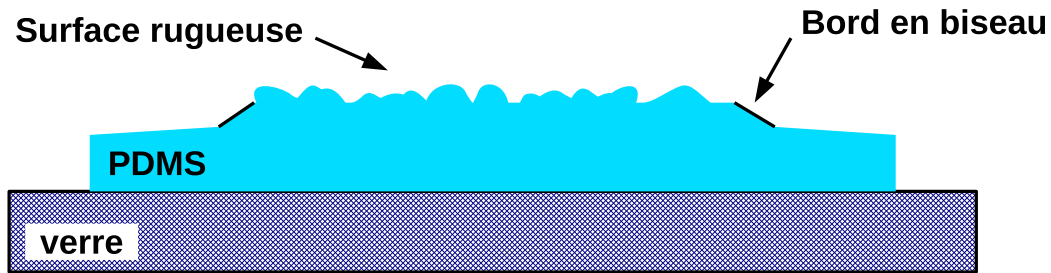
1.2.3 La mise en contact des surfaces

La maîtrise des conditions de mise en contact normal est cruciale lorsque l'on étudie le frottement statique et encore plus dans les systèmes plan-plan. Pour assurer une mise en contact reproductible, nous avons développé un support sur lequel il est possible de poser le patin dans une position unique. Cette unicité est obtenue en combinant trois billes situées sur le support et deux rainures sur la face inférieure du patin. Une première rainure selon y vient se positionner sur deux billes, bloquant ainsi la translation selon x et les rotations autour de x et z . Une seconde rainure selon x vient se positionner sur une troisième bille, bloquant la translation selon y et la rotation autour de y .

CHAPITRE 1. MONTAGE EXPÉRIMENTAL



(a)



(b)

FIGURE 1.2 – (a) Image profilométrique de l'une des contre-faces servant à mouler la surface rugueuse d'élastomère, ici $R_q \sim 10\mu\text{m}$. (b) Schéma d'une surface rugueuse de PDMS « type ».

Le parallélisme des surfaces

Pour introduire le minimum de contraintes initiales de cisaillement à l'interface, il est nécessaire d'approcher les surfaces en les maintenant parallèles entre elles. Pour assurer le parallélisme, le support est équipé de deux degrés de liberté en rotations (θ_x, θ_y). Une fois le patin déposé sur le support, le réglage du parallélisme est ajusté grâce à la possibilité de visualiser l'interface de contact. Le parallélisme est considéré comme bon lorsque, en descendant le patin au contact grâce à un degré de liberté selon z , les premiers micro-contacts apparaissent de façon uniforme le long de l'interface.

1.2. QUELLES INTERFACES DE CONTACT ?

Le centrage des surfaces

Une fois le contact réalisé, le patin sera laissé sous son propre poids. Si le centre de gravité du patin n'est pas à la verticale du centre du contact (et donc du centre de la zone utile découpée dans l'élastomère), le patin va subir un couple dû au poids qui entraînera une hétérogénéité du champ de pression au contact. Si le décalage est trop grand, le patin pourrait même basculer. Pour éviter ces problèmes, deux degrés de libertés en translation selon x et y permettent de centrer les surfaces les unes par rapport aux autres. Notons que le patin a été construit de façon à ce que son centre de gravité se trouve à la verticale du centre de la lame de verre qui y est encastrée.

Une fois tous ces réglages effectués, il est possible de mettre en contact les solides de façon répétable, et en introduisant un minimum de contraintes gelées à l'interface. La force normale P est ensuite ajustable dans la gamme 1 à 6N via l'ajout d'un nombre variable de poids morts, que l'on peut fixer de manière à conserver la position du centre de gravité du patin. La force normale sera ainsi maintenue constante au cours des essais.

1.2.4 Autres paramètres de contrôle des expériences

L'étude du frottement statique, c'est-à-dire de la première mise en glissement, demande outre la force normale le contrôle de l'âge du contact et de la hauteur d'application de la force tangentielle par rapport à l'interface de contact.

L'âge du contact

Il est bien établi que l'âge du contact, défini comme la durée entre la première mise en contact des solides et leur premier glissement influe sur le frottement statique (section 0.1). Dans nos expériences, le temps zéro du contact est contrôlé à la seconde près par visualisation du premier contact lors la descente du patin au contact via la translation verticale du support.

La hauteur d'application de la force tangentielle

Les bords avant et arrière du patin sont équipés de montants verticaux (en forme de H sur la figure 1.1). Chaque montant est équipé d'un système de serrage et de graduations permettant de coincer l'extrémité d'un fil d'acier à une hauteur H contrôlée au demi-millimètre près par rapport au plan de l'interface de contact. Le fil est donc fixé à ses deux extrémités à deux montants du patin et passe en son milieu autour d'une poulie motorisée en translation selon x . La connaissance de H permet ainsi de mesurer, tout au long des expériences, l'évolution du couple autour de y appliqué à l'interface du fait de l'application d'une force tangentielle Q croissante. Ce couple vaut à tout instant $Q \cdot H$. En particulier, l'application de la force au niveau de l'interface ($H = 0$) induit un couple nul. C'est dans ces conditions que les expériences du chapitre 2, par exemple, ont été réalisées.

1.2.5 Le cas des mono-contacts sphère-plan

Pour synthétiser les sphères d'élastomère, on utilise comme moule une lentille optique plano-concave en verre. L'état de surface est extrêmement lisse (rugosité de l'ordre du nanomètre) et le rayon de courbure ($-9,42\text{mm}$) est parfaitement connu. Le PDMS est coulé et laissé à réticuler dans la cavité concave de la lentille, pour obtenir une calotte sphérique.

Cette calotte surmonte une épaisseur de PDMS de 6mm (figure 1.3), ce qui nous permet de nous mettre dans des conditions de corps semi-infini, condition nécessaire pour appliquer les différents modèles de contact de la littérature à notre système. L'échantillon est collé sur une lame de verre plane.

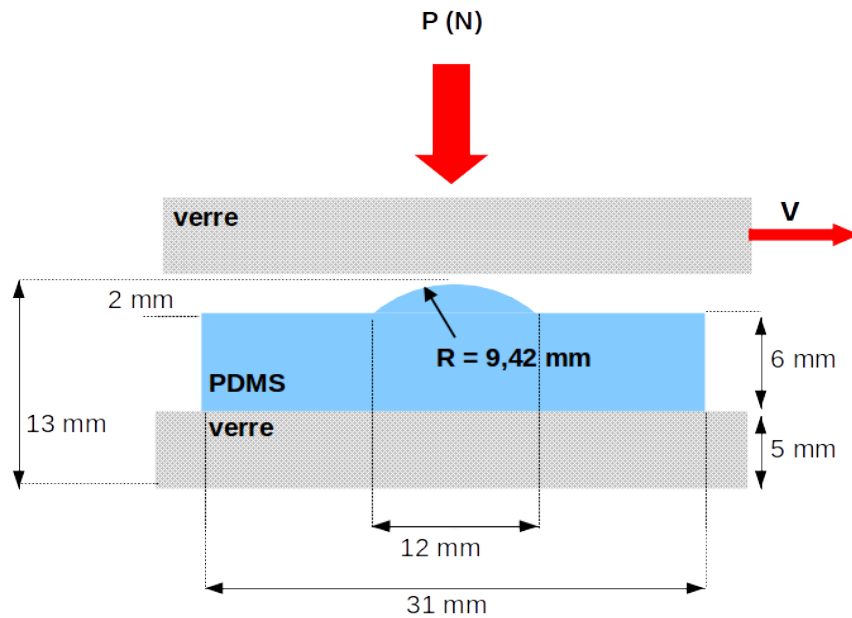


FIGURE 1.3 – Schéma de la configuration mono-contact verre-PDMS. Une sphère de rayon R sur un corps semi-infini (en bleu) est moulée sur une plaque de verre (en gris) qui sert de support. En haut, le substrat plan en verre lisse sera mis en contact sous chargement normal P puis déplacé à une vitesse imposée constante V .

1.3 Actuation et mesures mécaniques

1.3.1 Le système de translation.

Le système de translation, qui permet de déplacer le patin, est composé d'un moteur monté dans une platine de translation. Ses caractéristiques sont résumées dans le tableau 1.1.

1.3. ACTUATION ET MESURES MÉCANIQUES

Matériel	Moteur Newport LTA-HL
Course max.	24mm
Précision du pas	0,05 μ m
Vitesse max.	1mm.s ⁻¹
Chargement axial max.	120N
Contrôleur associé	SMC100CC

TABLE 1.1 – Caractéristiques du moteur utilisé.

Le chargement tangentiel est appliqué au patin via un fil d’acier relié à une poulie. La poulie est fixée à un capteur de force monté sur la platine de translation motorisée. Le déplacement de la poulie est imposé à vitesse V constante, via une interface de pilotage codée en « Labview ».

L’échantillon est conduit par l’intermédiaire d’un fil en d’acier double d’une longueur $L = 600 \pm 2mm$ et de rayon $r = 0,05mm$ soit une section de $S_{\text{câble}} = 7,85 \cdot 10^{-9} m^2$. Le module de Young E_{acier} de l’acier est typiquement de l’ordre de $2 \cdot 10^{11} N.m^{-2}$. Avec ces paramètres, nous pouvons estimer de façon théorique la raideur du câble en acier (équation (1.1)).

$$K_{\text{câble}} = 2 E_{\text{acier}} \frac{S_{\text{câble}}}{L/2} = 1,05 \cdot 10^4 N.m^{-1} \quad (1.1)$$

1.3.2 Le capteur de force

Les mesures de force tangentielle sont réalisées via un capteur piézoélectrique du fabricant « Kistler » de la référence 9217A. La plage de mesure va de $-500N$ à $500N$ avec une mesure minimum de $1mN$. Les mesures de force peuvent être réalisées en tension et en compression. Les dérives du capteur ainsi que le bruit sont caractérisés dans la figure 1.4.

Les capteurs piézoélectriques nous permettent d’avoir une mesure rapide de la force. Cependant, ils sont sujets à des dérives au cours du temps qui peuvent devenir importantes. Le constructeur annonce une plage d’utilisation ne devant pas excéder 120 secondes pour être dans les conditions optimales d’utilisation du capteur. Notons que nos expériences durent typiquement moins de 55 secondes (figure 1.4(a)).

Un signal de force typique, pour une expérience à vide mais avec le moteur en mouvement, est visible en encart de la figure 1.4. Une dérive est visible, dont la pente est de $0.22 \pm 0.07mN.s^{-1}$. Cela correspondrait à un écart maximum de l’ordre de $12mN$ pour nos expériences les plus longues (55 secondes). Notons que cet écart reste faible devant les amplitudes des forces en glissement macroscopique, supérieures à $1N$. Lorsque l’on redresse le signal par une droite, on obtient la courbe principale en figure 1.4. L’écart-type de ce signal redressé est d’environ $1mN$.

Notons qu’en se basant sur des observations sur toutes les expériences, le comportement de la dérive est aléatoire. Parfois elle descend, parfois elle augmente. Remarque : l’électronique

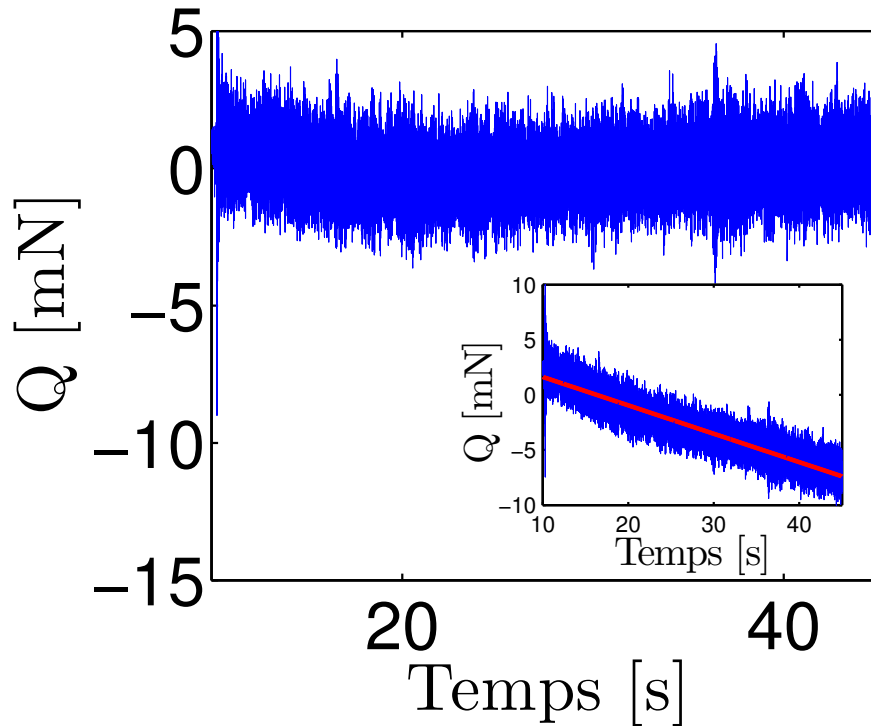


FIGURE 1.4 – Signal de force lors du déplacement de la platine, redressé par une droite (rouge) prenant en compte la dérive du signal au cours du temps (encart). L'écart-type du signal redressé est de $1,04mN$. La pente de la dérive est de $0,22 \pm 0,07mN.s^{-1}$.

de mesure, le capteur de force, la caméra, le moteur et l'ordinateur sont allumés (et mis en mode fonctionnement) au minimum pendant $1h$ avant toute expérience. Ceci permet de stabiliser l'électronique (et donc les dérives) et de diminuer le bruit de mesure.

1.3.3 Protocole expérimental général

- Une fois les réglages du parallélisme et du centrage des surfaces réalisés, les surfaces sont mises hors contact.
- On fixe le fil d'acier, de longueur $60cm$ et de diamètre $0,1mm$ à la hauteur H souhaitée et on adapte la hauteur de la poulie en conséquence, pour exercer une traction selon l'horizontale.
- Un traceur (marque au feutre) est ajouté sur la face supérieure du substrat pour suivre optiquement le déplacement du patin.
- On ajoute le nombre souhaité de poids morts pour assurer une force normale P constante au cours de l'expérience.
- Le capteur de force est initialisé juste avant l'expérience pour assurer le zéro de force.
- Les surfaces sont mises en contact en abaissant la platine de translation verticale. Cela

1.3. ACTUATION ET MESURES MÉCANIQUES

correspond à l'instant zéro du contact.

- On lance la séquence d'acquisition, qui inclut une phase d'attente puis le mouvement du moteur à vitesse constante dans la gamme $0,01$ à $1\text{mm}\cdot\text{s}^{-1}$. Les mesures de force sont enregistrées automatiquement.

1.3.4 Le cas des mono-contacts sphère-plan

Le mono-lame.

Un contact sphère-plan ne peut pas être laissé sous son propre poids, car il se trouverait en équilibre instable et basculerait. Pour remédier à cela, le patin est à présent fixé sur un mono-lame relié au capteur de force, ce qui permet de le maintenir en position horizontale au cours des expériences. Le mono-lame est rigide dans le sens de la traction (horizontale), ce qui permet d'imposer un déplacement à vitesse V au substrat. Il est par contre souple dans le sens du chargement normal (verticale), de telle sorte que la force élastique due à sa faible flexion peut être négligée dans la valeur de la force normale appliquée sur les contacts. Le même système de poids mort que précédemment permet de maintenir une force normale constante le long de l'expérience dans une gamme allant de 0 à 6N . La calibration de la raideur du mono-lame est présentée en figure 1.5.

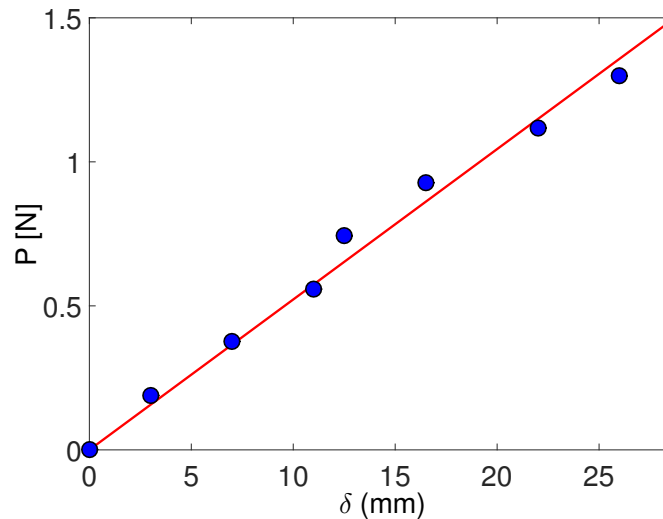


FIGURE 1.5 – Déplacement de la flèche du mono-lame, δ , en fonction de la force normale qui y est appliquée. La pente de la droite nous donne la raideur verticale $k_z = 52 \pm 1\text{N}\cdot\text{m}^{-1}$.

Protocole expérimental.

- L'horizontalité et le centrage du substrat par rapport au sommet de la sphère sont réglés à l'oeil.

CHAPITRE 1. MONTAGE EXPÉRIMENTAL

- On approche les deux surfaces lentement l'une de l'autre jusqu'à ce qu'un tout premier contact se forme. C'est la référence de notre zéro de force normale.
- Les surfaces sont mises hors contact grâce à une ficelle verticale accrochée à l'extrémité du patin pendant que le capteur de force est initialisé. La ficelle est un élément important pour la reproductibilité de la mise en contact car, en raison de sa raideur latérale quasi-nulle, elle permet de mettre les surfaces en contact sans force tangentielle résiduelle.
- Les surfaces sont remises en contact en abaissant la ficelle. Cela définit l'instant zéro du contact.
- La même séquence d'acquisition que pour les multi-contacts est lancée.

1.4 Suivi *in situ* de l'interface de contact

Pour interpréter les mesures macroscopiques des efforts normal et tangentiel appliqués sur un contact, la visualisation optique directe de l'interface est un outil de choix, qui a fait ses preuves dans la littérature, en particulier dans le cas des élastomères (voir par exemple [25, 26, 10, 20]). La partie optique du montage utilisé dans cette thèse reprend les grandes lignes de ces travaux préalables et les adapte au cas d'interfaces plan-plan rugueux-lisse.

1.4.1 Le système optique

Le montage en réflexion

Pour permettre la visualisation *in situ* des contacts décrits aux paragraphes précédents, l'interface transparente (verre et PDMS) est éclairée par le haut avec une lumière blanche diffuse. S'il y a contact entre le substrat de verre et l'échantillon d'élastomère, la lumière est transmise au niveau de l'interface : elle traverse entièrement l'échantillon, jusqu'à atteindre un fond noir destiné à absorber les rayons lumineux. Dans ce cas, aucun rayon ne repartira vers le haut, où se trouve la caméra, et donc les zones en contact apparaîtront en noir sur les images (figure 1.6). Au contraire, s'il n'y pas de contact, la lumière est diffusée à la surface rugueuse de l'échantillon. Une proportion non négligeable des rayons lumineux sera rétrodiffusée vers la caméra. Ces zones apparaîtront en gris sur les images. Notons que cette visualisation ne perturbe en rien l'état mécanique de l'interface, ce qui nous permettra, par analyse d'image, de réaliser des mesures non-invasives.

Système d'acquisition optique

L'acquisition des images se fait via une caméra sur laquelle est monté un objectif à focale variable. Les caractéristiques de ce système d'acquisition sont récapitulées dans le tableau 1.2. La distance de travail de l'objectif est suffisante pour insérer entre lui et l'interface le système d'illumination (voir figure 1.1). Il s'agit d'un panneau LED qui envoie de la lumière blanche diffuse. Il est choisi pour sa puissance d'éclairage, sa stabilité, la taille de la zone éclairée

1.4. SUIVI IN SITU DE L'INTERFACE DE CONTACT

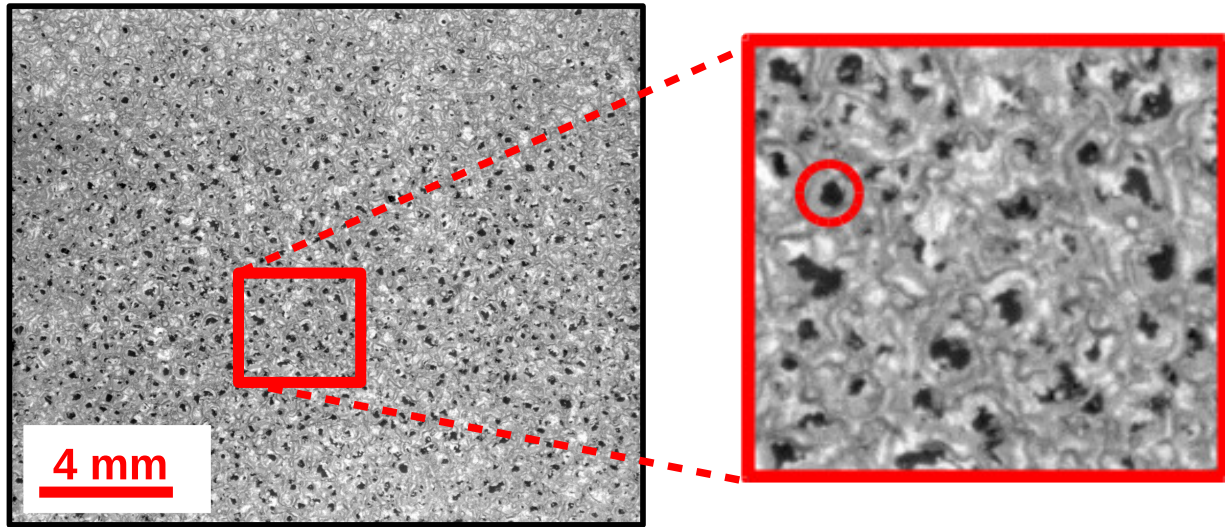


FIGURE 1.6 – Image brute d’une interface entre un plan d’élastomère rugueux ($R_q = 20\mu m$) et un plan de verre lisse. Les points noirs représentent les micro-contacts et le fond en niveaux de gris représente les zones hors contact.

et son uniformité. Sa particularité est qu’il laisse passer la lumière réfléchiée par l’interface jusqu’à la caméra, grâce à un hublot et un miroir semi-réfléchissant interne.

Matériel	Références
Camera	Flare
Référence	Series 2M360 Camera Link
Capteur	CMOSIS CMV2000
Résolution	2048 x 1088 pixels
Taille d’un pixel	$5,5 \times 5,5\mu m^2$
Dynamique	monochromatique 8bits
Fréquence d’acquisition	300 images par secondes
Temps d’exposition minimum	19 à $2935\mu s$
Objectif associé	Navitar 7000
Monture	type C
Foyer ajustable	oui 18 à 108mm
Diaphragme	oui
Distance de travail	$\sim 150mm$

TABLE 1.2 – Principales caractéristiques du système d’acquisition optique.

CHAPITRE 1. MONTAGE EXPÉRIMENTAL

Le logiciel de la caméra

Le pilotage de la caméra se fait via un logiciel commercial « Hiris » de la société « R&D vision ». Le logiciel permet de régler directement la fréquence d'acquisition, le temps d'exposition, le gain et l'offset de la caméra. La caméra est ensuite mise en mode « esclave » et attend le signal externe de déclenchement de l'acquisition d'image envoyé par le programme de pilotage Labview.

La mire

Pour un zoom donné, la taille des pixels est obtenue par la visualisation d'une mire. La mire est un objet de taille connue permettant le contrôle de la précision des instruments d'optiques. Dans l'expérience, un réglet en acier indéformable est utilisé (figure 1.7), il est imagé avant et après chaque expérience.

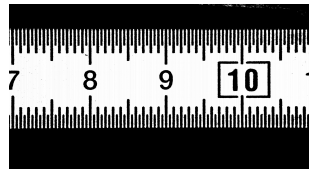


FIGURE 1.7 – Calibration optique via un réglet en acier. La mire donne la taille d'un pixel, ici $20\mu m$.

Nous avons conclu que la précision maximale accessible des images correspond à $7\mu m$ par pixel. La taille typique du champ de vue utilisé est de 52mm par 28mm, ce qui correspond à environ $20\mu m$ par pixel. Notons que les distances sont les mêmes selon l'axe horizontal et vertical (vérifié expérimentalement) car le capteur de notre caméra possède des pixels carrés (tableau 1.2).

Synchronisation des signaux

Le pilotage de la camera, le déplacement du moteur et la mesure du capteur de force sont pilotés de façon synchronisée, grâce à un code développé sur le logiciel Labview, en collaboration avec Matthieu Gibert, du Laboratoire de Tribologie et Dynamique des Systèmes (LTDS).

Les acquisitions de signaux sont faites avec une carte d'acquisition de référence NI-PCI-6281, via un bloc de connexion blindé de référence NI-BNC-2110, du constructeur « National Instruments ». Les mesures de la position interne du moteur et de la force tangentielle sont réalisées à haute fréquence (3kHz). Elles sont naturellement synchronisées.

Pour synchroniser également la prise d'images (338Hz au maximum en résolution maximale), un signal créneau généré par le programme Labview est envoyé à la fois sur la carte d'acquisition (acquisition à 10kHz) et sur la caméra. Les images sont prises à tous les fronts montants. Les instants de ces fronts montants permettent ensuite de savoir à quelle valeur de force associer chaque image.

1.4. SUIVI IN SITU DE L'INTERFACE DE CONTACT

1.4.2 Étude du contraste des images

L'image typique de la figure 1.6 est satisfaisante au sens où il est aisé de distinguer les zones sombres en contact des zones plus claires hors contact. Cette aisance peut être quantifiée par la notion de contraste, qui mesure la différence de niveaux de gris entre les deux types de zones. Avant de parvenir à une telle image, nous avons acquis une expérience pratique des réglages optimums de la caméra via une étude systématique du contraste et des bruits de mesure sur des contacts modèles. Les résultats de cette étude sont présentés dans la suite.

Lien entre intensité et paramètres caméra

Tout d'abord, nous avons identifié la relation qui relie le signal lumineux reçu par le capteur à la valeur numérique de l'intensité d'un pixel I_{px} :

$$I_{px} = \text{gain} \cdot (\text{signal} + \text{offset}), \quad (1.2)$$

où le gain est défini par : $\text{gain} = \left(\frac{G_{\text{logiciel}} + 16}{16} \right)$, et l'offset est compris entre 0 et 255. G_{logiciel} et offset sont les valeurs du gain et de l'offset tels qu'ils sont entrés dans le logiciel Hiris. Cette formule a été confirmée depuis par la société R&D Vision.

Définition du contraste

Dans la suite, pour simplifier l'étude et la définition du contraste pendant la phase de calibration optique de l'expérience, nous avons utilisé un contact modèle « binaire » composé de deux parties latérales complètement en contact et d'une partie centrale entièrement hors contact (voir figure 1.8, en haut à gauche). Ce système modèle permet d'obtenir des mesures fiables, robustes et faciles à analyser.

On définit alors le contraste ΔI comme la différence entre la valeur moyenne des intensités des pixels qui représentent des parties de l'interfaces hors contact moins la valeur moyenne des intensités des pixels qui représentent les parties de l'interface en contact :

$$\Delta I = I_{\text{hors contact}} - I_{\text{contact}} \quad (1.3)$$

Plus le contraste est élevé, plus la distinction entre contact et hors contact est facile et plus les mesures d'aire de contact réel seront précises. Dans la suite, on étudie les paramètres qui permettent d'ajuster le contraste, c'est-à-dire le temps d'exposition, le gain et l'offset.

Effet de l'offset et de l'exposition

La figure 1.9 montre l'évolution du contraste en fonction de l'offset, pour différentes valeurs du temps d'exposition. Pour chaque temps d'exposition, le contraste augmente linéairement avec l'offset, avec une pente 1. Il s'agit d'un régime où la zone en contact sature en noir (intensité nulle) alors que la zone en contact voit son intensité augmenter de la même valeur que la variation d'offset. Au delà d'un certain offset seuil, le contraste se stabilise. Cela se

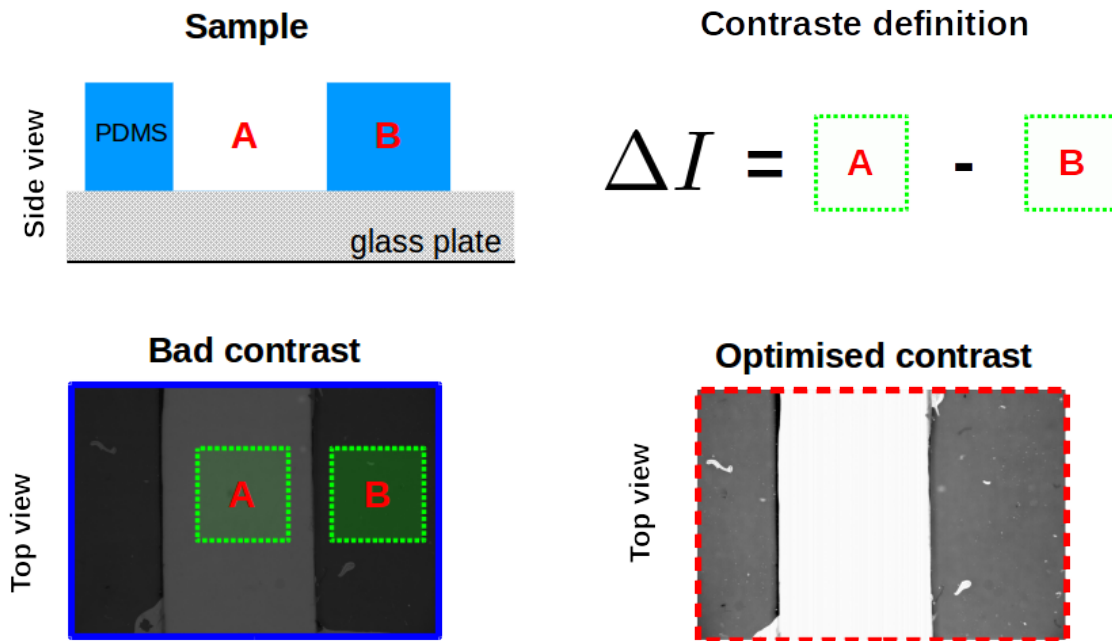


FIGURE 1.8 – Image d’un contact modèle « binaire » obtenue avec deux patins. Les deux parties latérales de l’interface sont en contact et la partie centrale est hors contact. Le contraste ΔI est défini comme la différence entre la valeur moyenne des intensités des pixels dans la partie hors contact (A) et la valeur moyenne des intensités des pixels dans la partie en contact (B). En bas à gauche : une image utilisant de mauvais réglages, induisant la saturation dans le noir des zones en contact. En bas à droite : une image utilisant des réglages adéquats.

produit lorsque la zone hors contact prend des valeurs non-nulles d’intensité. Les deux zones voient leur intensité augmenter de la même valeur, et donc le contraste reste constant. La valeur seuil de l’offset séparant ces deux régimes augmente lorsque le temps d’exposition diminue, car la quantité de lumière parvenant sur chaque pixel diminue et doit donc être compensée par un offset plus grand. L’amplitude du plateau dépend directement du temps d’exposition.

Effet du gain

On a vu à la figure 1.9 que pour un gain de 1, la valeur du contraste est au maximum de l’ordre de 100. Pour améliorer cette valeur, nous allons maintenant voir l’effet du gain. La valeur de l’exposition sera désormais fixée à $2000\mu s$.

Les cartographies des valeurs de l’intensité en fonction des paramètres de gain et d’offset sont visibles en figure 1.10a pour la zone hors contact, et en figure 1.10b pour la zone en contact.

1.4. SUIVI IN SITU DE L'INTERFACE DE CONTACT

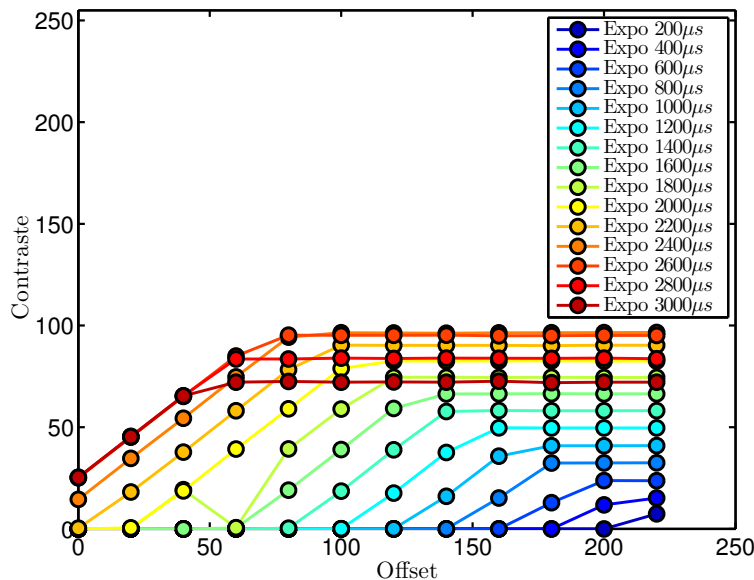


FIGURE 1.9 – Valeur du contraste en fonction de l'offset à gain fixe = 1 pour différents temps d'exposition allant de 0 à $3000\mu s$.

La carte des contrastes est tracée en figure 1.10c. Sur cette carte, seules les valeurs de contraste pour des situations où ni les zones de contacts ni celles hors contacts ne saturent sont utilisables. Ce critère permet d'écartier une grande partie des paramètres et ne laisse qu'une petite région, encadrée en rouge. Cette zone offre des contrastes valant soit 100 (gain 1) soit 150 (gain 2), pour le temps d'exposition choisi de $2000\mu s$. Notons que cette étude nous a servi de guide qualitatif pour choisir les bons paramètres caméra lors des expériences sur des interfaces réelles. Les valeurs de gain, d'offset et de temps d'exposition ont été ensuite optimisés plus finement pour chaque type d'interface.

1.4.3 Bruit sur les images

Maintenant que les paramètres optimaux sont déterminés, il reste à quantifier le bruit d'intensité des images pour compléter la caractérisation du système optique. L'équation (1.2) permet de dire que :

- le gain amplifie le signal.
- l'offset ne fait que décaler la valeur de l'intensité.

On peut en déduire que l'offset n'influe pas sur le bruit, que le gain multiplie à la fois le signal et le bruit dans les mêmes proportions (figure 1.11b). Il reste à évaluer l'effet du temps d'exposition sur le bruit de l'image.

Deux types de bruits peuvent être mesurés sur les images :

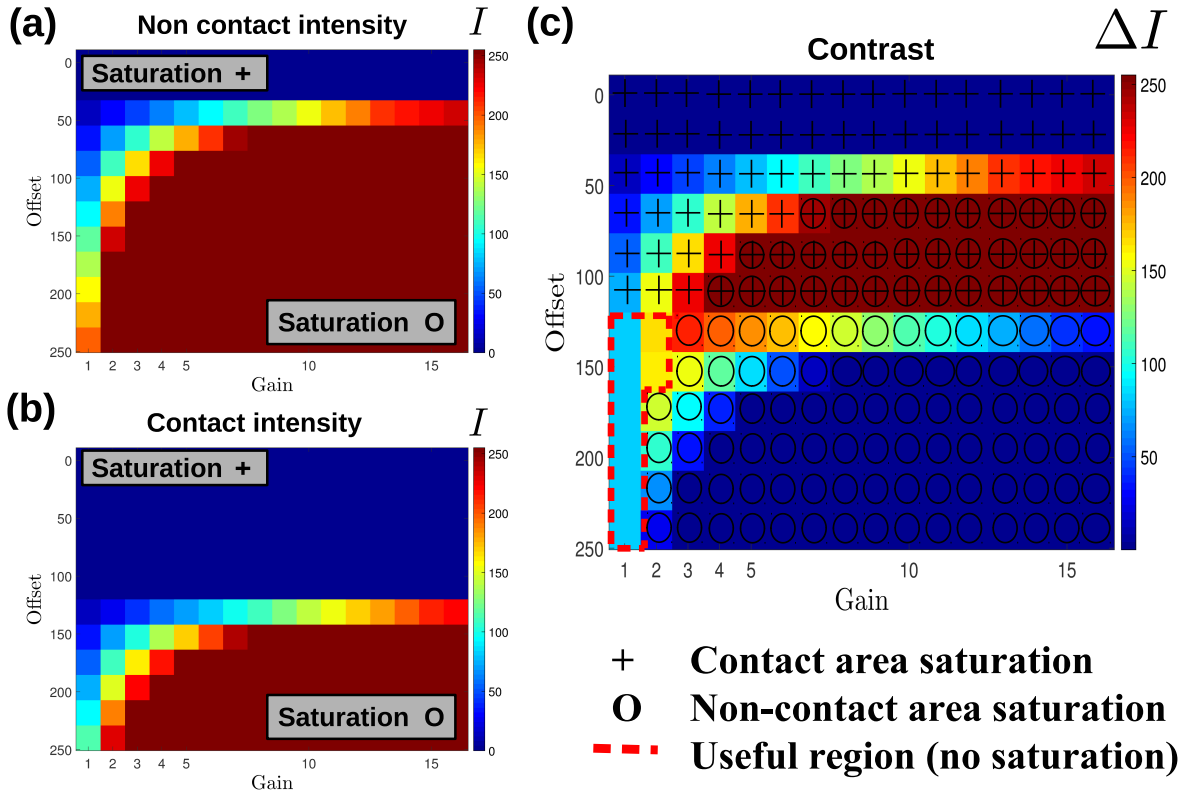


FIGURE 1.10 – Carte des valeurs de l’intensité des pixels en fonction de l’offset et du gain. L’exposition est fixe de valeur égale à $2000\mu s$. (a) Intensité pour la zone hors contact. (b) Intensité pour la zone en contact. La partie bleue de la carte a une valeur nulle (saturation dans le noir), la partie rouge de la carte a une valeur de 255 (saturation dans le blanc). (c) Carte des contrastes pour les différents paramètres de gain et d’offset. Seule la partie encadrée en rouge ne sature ni en noir ni en blanc, c’est la gamme des paramètres utilisables expérimentalement.

1. Le bruit temporel, lorsque l’on compare des images successives prises dans les mêmes conditions.
2. Le bruit spatial, lorsque l’on compare des zones différentes mais de même type (contact ou hors contact) sur une même image.

Le bruit temporel est quantifiable en mesurant la variation de la valeur de l’intensité d’un même pixel en fonction du temps lors d’une acquisition d’images séquentielle. Pour cela, on calcule la déviation standard de l’évolution de l’intensité d’un pixel au cours du temps et on en prend la moyenne sur tous les pixels d’une même zone (contact ou hors contact). Les résultats sont visibles sur la courbe rouge de la figure 1.11a. Le bruit temporel est compris entre 0,5 et 3 niveaux de gris.

1.5. CONCLUSION

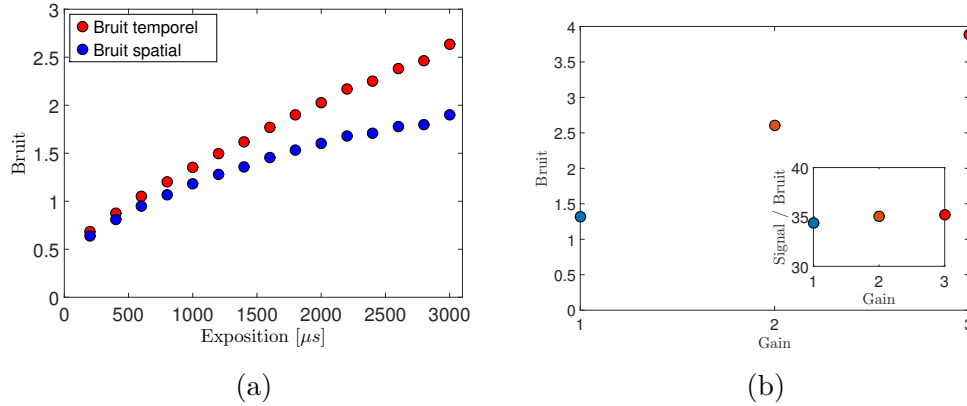


FIGURE 1.11 – (a) Valeur du bruit sur l’intensité des pixels en fonction de l’exposition à gain fixe = 1. Bruit temporel en rouge et spatial en bleu (gain = 1). (b) Bruit en fonction du gain pour la zone hors contact. En insert, le rapport signal (~ 35) sur bruit spatial. Le rapport est stable pour tous les gains.

Le bruit spatial est mesuré en calculant, sur les pixels d’une même zone (contact) dans une même image, la valeur de leur déviation standard. Cette valeur est représentée en fonction du temps d’exposition par la courbe bleue tracée en figure 1.11a. Le bruit spatial est compris entre 0,5 et 2 niveaux de gris, ce qui est du même ordre de grandeur que le bruit temporel. A partir de ce type d’analyse pour les différentes valeurs acceptables du gain et de l’offset, on conclut que le bruit maximum sur les images de nos expériences est d’environ plus ou moins trois niveaux de gris, multiplié par la valeur du gain (figure 1.11b). Le rapport signal sur bruit est le même pour tous les gains (insert figure 1.11b).

1.5 Conclusion

Nous avons décrit le montage opto-mécanique développé pour l’étude du frottement statique d’interfaces multi-contacts plan-plan élastomères. Ses principales caractéristiques sont résumées dans la liste ci-dessous :

- Maîtrise et reproductibilité des conditions initiales de mise en contact. Il s’agit d’une originalité de ce montage par rapport à la littérature.
- Force normale constante au cours de l’expérience, dans la gamme 0 à $6N$.
- Mise en charge du contact à vitesse constante (maximum $1mm.s^{-1}$, minimum à déterminer pour que l’expérience dure typiquement moins d’une minute, pour éviter la dérive du capteur de force)
- Contrôle de l’amplitude du couple appliqué à l’interface par la force tangentielle. C’est une autre originalité de ce montage par rapport à la littérature.
- Mesure de la force tangentielle au cours du temps.
- Visualisation *in situ* de l’interface par réflexion.

CHAPITRE 1. MONTAGE EXPÉRIMENTAL

- Mesures de force synchronisées avec la prise d'images.
- Bon contraste entre zone en contact et hors contact, permettant de mesurer les champs d'aire de contact réelle et de déplacement à l'interface (voir les chapitres suivants).

Notons comme limitation que le montage a été conçu pour l'étude du régime de frottement statique. La mise en glissement associée se produit après un déplacement très faible du substrat, inférieur au millimètre. Pour de tels déplacements, le couple associé à la répartition non symétrique du poids du patin reste faible, car on s'écarte peu de la position initiale. Cela signifie que l'expérience n'est pas adaptée pour étudier le glissement stationnaire par exemple, car le patin va rapidement basculer, perdant l'homogénéité initiale du contact, voire en perdant complètement le contact.

1.5. CONCLUSION

Chapitre 2

Évolution de l'aire de contact réelle lors de la mise en glissement

Sommaire

2.1	Introduction	43
2.2	Méthode de mesure de l'aire réelle	49
2.2.1	Segmentation d'image	50
2.2.2	Avantages et inconvénients de la méthode	55
2.2.3	Effet de la résolution spatiale	55
2.3	Résultats	56
2.3.1	Principe de l'expérience	56
2.3.2	Evolution de l'aire de contact réelle sous cisaillement	57
2.3.3	La mise en glissement	59
2.3.4	Valeur de la force de frottement statique	61
2.3.5	Asymétrie de la réduction d'aire	63
2.4	Comportement des contacts individuels	64
2.4.1	Étude du mono-contact sphère-plan sous cisaillement	65
2.4.2	Un comportement commun à toutes les échelles	66
2.4.3	Changement de forme des contacts	68
2.5	Discussion	71
2.6	Conclusion	74

2.1 Introduction

Prenons un système composé de deux solides rugueux secs, décrit de façon schématique dans la figure 2.1. Les solides rugueux ont la particularité d'avoir des irrégularités au niveau de

2.1. INTRODUCTION

leur interface, appelées aspérités. Maintenant mettons ces deux solides en contact, la surface en commun entre les deux solides définit l'interface de contact apparente. La superficie de cette interface, qui dépend de la géométrie des deux solides en contact, permet de définir au niveau macroscopique ce que l'on appelle l'aire du contact apparent, A^A .

Maintenant, regardons ce qui se passe au niveau de l'interface entre les deux solides rugueux à un niveau microscopique cette fois. Nous remarquons que les contacts au niveau de l'interface des deux solides ont lieu uniquement sur une petite partie des aspérités des deux surfaces. Seules les plus hautes aspérités de chaque surface sont en contact à l'interface. Le contact entre deux aspérités donne naissance à une micro-jonction. La somme des aires de toutes les micro-jonctions de l'interface définit ce que l'on appelle l'aire du contact réel, A^R . De façon générale, A^R est bien plus petite que l'aire de contact apparente A^A , typiquement quelques pourcents à quelques dizaines de pourcents, selon la force normale appliquée et la rigidité des matériaux.

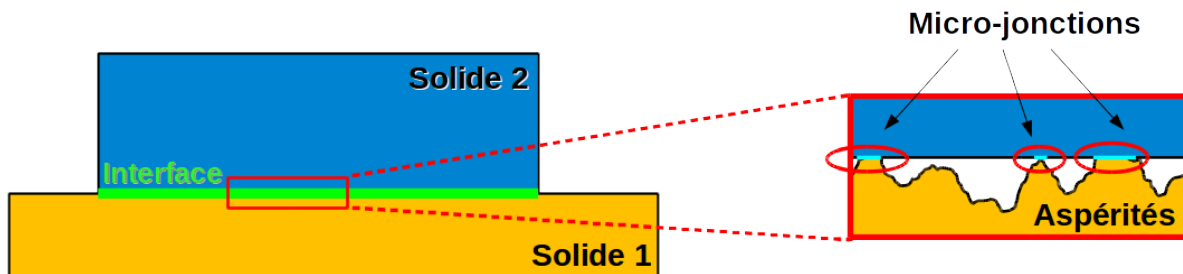


FIGURE 2.1 – Schéma de deux solides rugueux secs mis en contact. La surface en commun entre les deux solides (en vert) définit l'aire apparente de contact A^A entre les solides. A l'interface, seules les aspérités les plus hautes sont en contact intime et créent ce que nous appelons des micro-jonctions. L'ensemble des micro-jonctions constitue l'aire de contact réelle A^R .

Depuis les travaux fondateurs de Bowden et Tabor [27], il est reconnu que les propriétés de frottement des surfaces rugueuses sont contrôlées par l'aire de contact réelle A^R plutôt que par l'aire de contact apparente A^A . En particulier, des mesures directes sur des interfaces transparentes ont montré de façon répétée une proportionnalité directe entre la force de frottement et l'aire de contact réelle, A^R , que ce soit pour des interfaces multi-contacts [28, 29, 30] ou des contacts uniques entre deux corps lisses [31, 32, 33]. La proportionnalité se fait via une constante, la contrainte critique de cisaillement en frottement σ (figure 2.2).

Il a été observé que l'aire réelle A^R est une quantité dynamique, car différentes grandeurs physiques la font varier. Parmi ces causes de variations, trois sont bien identifiées dans la littérature. Nous allons les décrire dans les paragraphes suivants. Premièrement, le chargement normal P . L'aire de contact réelle A^R est proportionnelle au chargement normal appliqué à une interface multi-contact [34, 28, 30]. Ce résultat, qui donne une explication à la loi de frottement de Coulomb (la force de frottement est proportionnelle à la force normale), a été

CHAPITRE 2. ÉVOLUTION DE L'AIRE DE CONTACT RÉELLE

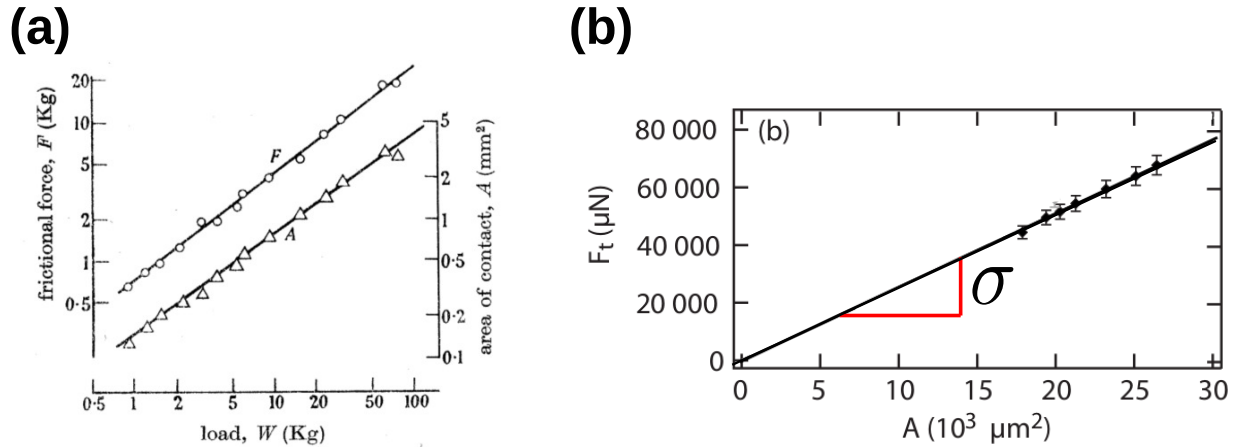


FIGURE 2.2 – (a) Figure extraite de [31], pour des contacts sphériques lisses de PMMA. La force tangentielle F et l’aire de contact réelle A sont toutes les deux proportionnelles à la force normale W , donc elles sont proportionnelles entre elles. (b) Figure (modifiée) extraite de [29], pour des surfaces rugueuses d’élastomère. La force tangentielle F_t est là encore proportionnelle à l’aire de contact réelle A .

reproduit dans un grand nombre de modèles pour des contacts rugueux faiblement adhésifs sous chargement normal pur [27, 31, 35, 36, 37]. Dans le cas d’une population d’aspérités élastiques indépendantes, bien que chaque micro-jonction croisse de façon non linéaire avec le chargement normal, la proportionnalité émerge de façon statistique, due à la distribution aléatoire des hauteurs des aspérités [35]. L’augmentation de l’aire de contact réelle avec le chargement normal est visible dans notre expérience en figure 2.3. Les couleurs représentent l’aire de contact réelle sous une force normale P donnée croissante, allant de $1N$ (brun) à $4N$ (jaune). Le fond hors contact est représenté en blanc.

Deuxièmement, le vieillissement. Dans des conditions statiques, l’aire réelle augmente lentement avec le temps passé en contact, et généralement de façon logarithmique [34]. Une figure qui représente le vieillissement des micro-jonctions est visible dans la figure 2.4, extraite des travaux de Dieterich et Kilgore [34]. La figure nous montre l’aire de contact réelle entre deux blocs de PMMA rugueux en fonction du temps. L’aire de contact réelle augmente avec le temps de contact entre les deux solides. Ce phénomène, appelé vieillissement géométrique [38], est interprété comme une relaxation plastique [39] ou viscoélastique [40] des micro-jonctions, selon les matériaux en contact.

Dans nos expériences, la plasticité est négligeable. Le PDMS est un élastomère élastique dans nos gammes de chargement normaux ($P < 6N$). On s’attend donc essentiellement à du vieillissement viscoélastique des micro-jonctions au cours du temps.

2.1. INTRODUCTION

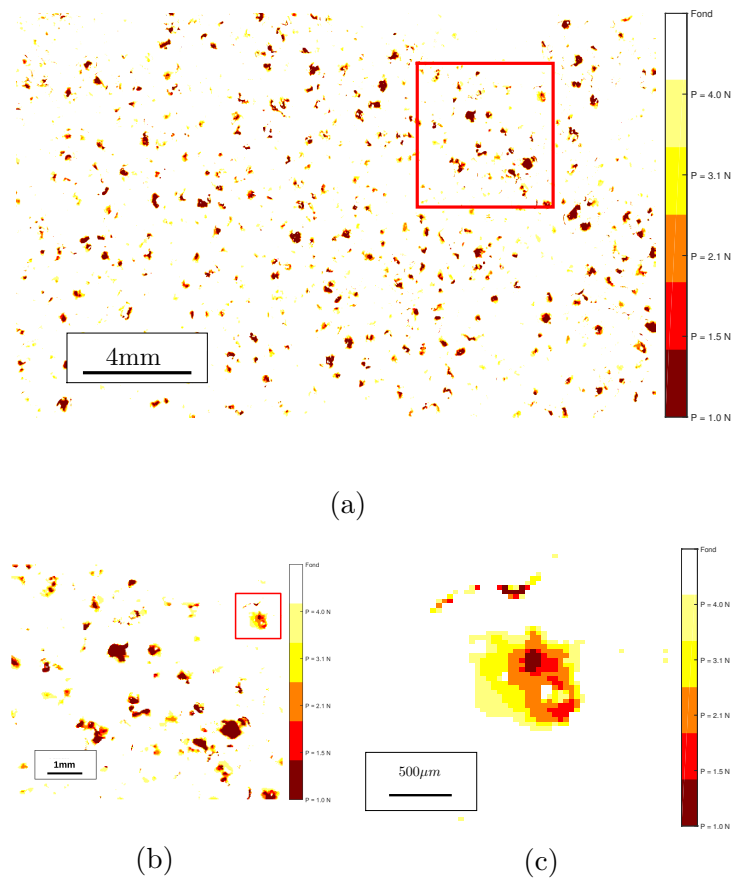


FIGURE 2.3 – Effet de la force normale sur l’aire de contact réelle. Les couleurs correspondent à l’aire réelle pour différentes forces normales P allant de 1 N (brun) à 4 N (jaune). (a) Aire de contact réelle de toute l’interface pour différentes forces normales. (b) Même image zoomée (rectangle rouge en (a)). (c) Même image à un zoom encore plus important (rectangle rouge en (b)).

CHAPITRE 2. ÉVOLUTION DE L'AIRE DE CONTACT RÉELLE

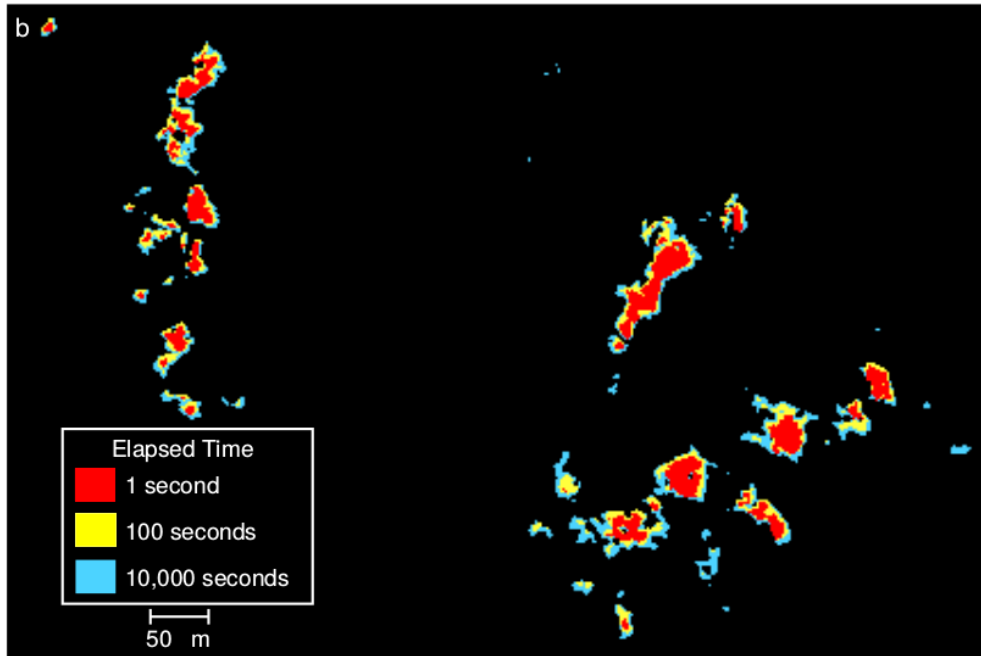


FIGURE 2.4 – Figure extraite de [34]. Visualisation de l'interface entre deux blocs de PMMA rugueux (en couleur). En rouge, l'aire de contact réelle pour un temps de contact entre les deux solides de 1s. L'aire de contact augmente avec le temps passé en contact, de jaune pour $t = 100s$, à bleu, l'aire la plus grande, pour $t = 10000s$. Le fond noir représente la zone de l'interface qui est hors contact.

Troisièmement, la mise en glissement. Le début du glissement est accompagné d'une chute brutale de l'aire de contact réelle, en général de quelques dizaines de pourcents [41]. La figure 2.5 montre la mesure de la variation relative de l'aire de contact réelle d'une interface quasi-1D composée de deux blocs de PMMA rugueux en contact, sous fort chargement normal (environ $200N$). L'expérience ne mesurant que des différences d'intensités lumineuse transmise au niveau de l'interface, seule la variation d'aire est disponible. L'avantage de cette expérience est la résolution temporelle de la mesure de la variation d'aire. J'attire l'attention sur l'échelle de temps de la figure 2.5, qui est la micro-seconde (μs), les phénomènes étant rapides. Avant le glissement, phase I sur la figure 2.5, l'aire a une certaine valeur stable. Ensuite, dès le début du glissement, phase II, l'aire a chuté. En effet, au début du glissement de l'interface, la population de micro-jonctions âgées casse et est remplacée par une population de nouvelles micro-jonctions plus jeunes, avec une aire de contact réelle encore faible. Cet effet est souvent considéré comme l'origine de la différence entre les forces de frottement statique et cinématique [38].

2.1. INTRODUCTION

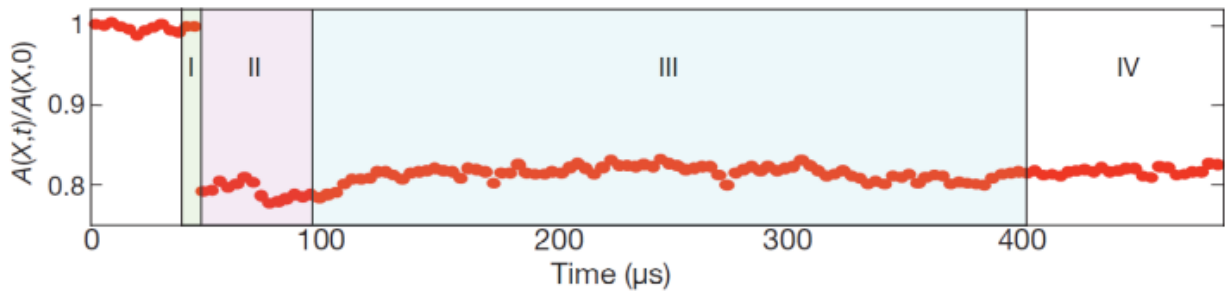


FIGURE 2.5 – Figure extraite de [41]. Variation de l’aire de contact réelle au moment de la mise en glissement. Avant le glissement, phase I sur la figure, l’aire a une certaine valeur stable. Quelques micro-secondes après le début du glissement, phase II, l’aire a chuté d’environ 20%.

La prise en compte simultanée de ces trois dépendances de l’aire de contact réelle, c’est-à-dire la force normale, le temps de vieillissement et la mise en glissement de l’interface, a été un grand succès dans la science du frottement, car elle a permis de donner une image complète de la physique des mécanismes sous-jacents à la loi dite de « rate-and-state » en frottement [42, 38, 43, 44, 45, 46] (voir équation (1)).

Cette loi est vérifiée par les interfaces multi-contacts dans une large gamme de matériaux, des polymères vitreux aux roches, en passant par le caoutchouc et le papier. Elle décrit le comportement en frottement à faible vitesse (de l’ordre du $\mu m.s^{-1}$) d’un couple de matériau en fonction de l’évolution au cours du temps de la vitesse de chargement.

Toutefois, une série d’observations expérimentales dans la littérature au cours des dernières décennies suggère que cette vision n’est pas encore tout à fait complète. Ces observations ont montré à plusieurs reprises que l’aire de contact apparente, A^A , dépend de la valeur du chargement tangentiel, Q , appliqué à l’interface. La figure 2.6 montre deux cas de mono-contact macroscopique sous cisaillement tangentiel avec visualisation de l’aire de contact apparente.

La figure 2.6 du bas montre un exemple de contact métallique lisse sphère-plan [47], la sphère est en cuivre, le plan en saphir : l’aire de contact apparente est mesurée au cours du cisaillement de l’interface. Pendant le cisaillement cette aire grandit quand Q augmente, en raison de déformations plastiques à la périphérie du contact. A l’inverse, pour un couple de matériaux élastomère-verre [48], l’aire de contact apparente d’un contact sphère-plan lisse diminue pendant le cisaillement (figure 2.6, haut). L’effet de la réduction lorsque le cisaillement augmente est généralement attribué à des effets viscoélastiques [49, 50, 51, 52, 53] et/ou adhésifs [49, 54, 51, 55, 52]. De plus, l’aire de contact change de forme de façon non symétrique pendant le cisaillement [49, 51, 55, 52].

Au regard de ces expériences récentes, il est tentant de poser l’hypothèse que non seulement l’aire apparente A^A mais aussi l’aire de contact réelle A^R varie en fonction de la charge

CHAPITRE 2. ÉVOLUTION DE L'AIRE DE CONTACT RÉELLE

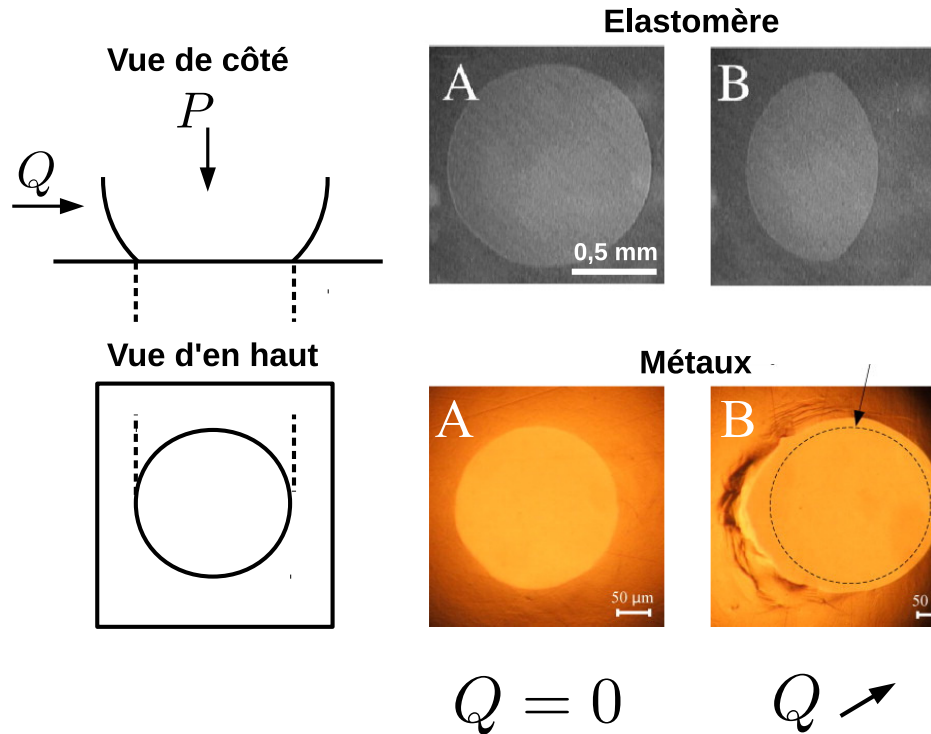


FIGURE 2.6 – L’aire de contact apparente A^A pour un contact unique change lorsque l’on applique un chargement tangentiel Q . L’aire apparente augmente dans le cas des métaux (figure du bas, extraite de [47]) et diminue dans le cas des élastomères (figure du haut, extraite de [48]).

tangentielle Q . En effet, les contacts rugueux et lisses ont en commun une dépendance de leur aire de contact en la force normale, le temps de vieillissement et la mise en glissement. Alors pourquoi pas une dépendance commune au cisaillement ? En particulier, pour des surfaces rugueuses d’élastomères, l’aire de contact réelle serait aussi soumise à une réduction pendant le cisaillement de l’interface.

Pour tester cette hypothèse, nous avons effectué des expériences de visualisation, impliquant des élastomères rugueux, pour observer l’évolution de l’aire de contact réelle A^R lorsque la force tangentielle Q augmente de 0 jusqu’à la force de frottement statique Q_s . Le dispositif expérimental utilisé est celui décrit dans le chapitre 1.

2.2 Méthode de mesure de l’aire réelle

La visualisation de l’interface est nécessaire pour tester l’évolution de l’aire de contact réelle au cours du chargement tangentiel dans les systèmes rugueux élastomères. Il est donc nécessaire de bien maîtriser la chaîne d’acquisition des images et l’analyse d’image associée

2.2. MÉTHODE DE MESURE DE L'AIRES RÉELLE

pour permettre une mesure quantitative de l'aire. Ces techniques de visualisation relèvent du domaine de la vision par ordinateur ou également appelé vision artificielle. La vision par ordinateur englobe l'ensemble des méthodes allant de l'acquisition d'image jusqu'à la mesure de paramètres physiques, l'interprétation sémantique ou le verdict. Elle remplace l'observateur humain en proposant un traitement numérique automatique des données. Cette technique devient incontournable lorsque le volume de données devient important, comme c'est le cas dans nos expériences qui nécessitent une bonne résolution spatiale et temporelle, soit plusieurs téraoctets de données brutes pour une campagne expérimentale faisant varier la force normale. L'analyse d'image est l'ensemble des procédures qui permettent de passer de l'image numérique brute du système à la mesure de paramètres physiques pertinents. Dans notre cas, c'est l'aire de contact réelle de l'interface qui nous intéresse.

2.2.1 Segmentation d'image

Une fois l'image numérique obtenue, il convient de trouver des algorithmes automatiques pour analyser les phénomènes physiques sous-jacents [56]. Dans notre cas, il s'agit d'identifier deux classes de pixels différentes : les pixels correspondant à des surfaces en contact et les pixels correspondant à des surfaces hors contact. Ce problème relève de la segmentation d'image qui consiste à chercher une partition de l'image en différentes régions disjointes ayant des caractéristiques communes [57, 58].

Il existe deux approches de la segmentation :

1. Une approche par « région » qui consiste à exploiter la notion de ressemblance entre pixels. Les points avec des propriétés similaires sont regroupés.
2. Une approche « frontière » qui exploite la notion de différences entre pixels. Elle est basée sur la recherche des points de variation rapide ou de discontinuité.

Dans cette section c'est l'approche « région » qui été retenue pour déterminer l'aire de contact réelle.

Origine physique de l'image

D'après le montage optique retenu, la lumière issue des zones en contact sera absorbée alors que celle issue des zones hors contact sera partiellement rétro-diffusée. Ainsi, l'intensité des pixels sera très faible pour les zones en contact et forte pour les zones hors contact. On peut donc envisager d'utiliser cette intensité comme critère de classification des pixels. Il suffira de déterminer la valeur du seuil permettant de différencier les deux classes de pixels.

Pour fixer les idées, considérons l'image d'un contact rugueux représentée à la figure 2.7a. Cette image est à comparer à une image réalisée dans les mêmes conditions, mais hors contact mécanique (figure 2.7b). On voit clairement que le contact réel apparaît sous forme d'une population de taches noires de position, forme et taille variables. Chacune de ces taches noires est interprétée comme une micro-jonction au sein du contact macroscopique. L'enjeu sera donc de distinguer ces taches noires du reste de l'image, qui est un fond lui même aléatoire, dû aux zones hors contact de la surface élastomère, qui suivent une topographie aléatoire. Pour

CHAPITRE 2. ÉVOLUTION DE L'AIRES DE CONTACT RÉELLE

distinguer ces deux populations de pixels, comparons les histogrammes des images figure 2.7a et 2.7b, présentées en figures 2.7c et 2.7d. L'histogramme de l'image hors contact (figure 2.7d) a un seul maximum, de grande largeur par rapport à la dynamique 8 bits du capteur de la caméra (valeur de pixel entre 0 et 255). Si l'on observe à présent l'histogramme de l'image en contact (2.7c), on voit que la contribution des micro-jonctions correspond à une augmentation de l'histogramme aux faibles valeurs d'intensité (partie gauche de l'histogramme). On constate que la séparation en deux populations n'est pas triviale, car l'histogramme n'est pas de nature bimodale avec une séparation franche entre les deux contributions. Dans ces conditions, il n'existe pas de segmentation parfaite. Par contre, il est possible de minimiser la probabilité de commettre une erreur lors de l'attribution d'un pixel à l'une ou l'autre des classes.

Détermination des classes

Pour cela, prenons l'histogramme des valeurs des niveaux de gris des pixels (figure 2.7c). Dans cet histogramme, il y a deux classes de pixel :

- la classe C_1 : représentant les pixels en contact.
- la classe C_2 : représentant les pixels hors contact.

La probabilité d'observer le niveau de gris z dans l'image dépend de la probabilité de chaque classe et de la probabilité d'observer un niveau de gris sachant l'une des classes (équation (2.1)) :

$$p(z) = p(C_1) p(z|C_1) + p(C_2) p(z|C_2) \quad (2.1)$$

Segmentation Bayésienne

Pour réaliser une segmentation de type bayésienne, il faut être capable de relier la probabilité d'un pixel d'appartenir à une classe p à son niveau de gris z dans l'histogramme.

Pour minimiser les chances de se tromper, il est nécessaire de choisir le cas qui maximise la probabilité d'appartenir à une classe. Définissons $p(C_1|z)$, la probabilité d'appartenir à la classe C_1 sachant z , et $p(C_2|z)$ la probabilité d'appartenir à la classe C_2 sachant z . Connaissant le niveau de gris z , nous choisirons la classe correspondant à la plus élevées de ces probabilités.

Loi de Bayes

Pour estimer ces probabilités, nous utilisons la loi de Bayes qui donne l'équation (2.2) pour la classe en contact :

$$p(C_1|z) = \frac{p(z|C_1)p(C_1)}{p(z)} \quad (2.2)$$

Et l'équation (2.3) pour la classe hors contact :

$$p(C_2|z) = \frac{p(z|C_2)p(C_2)}{p(z)} \quad (2.3)$$

2.2. MÉTHODE DE MESURE DE L'AIRES RÉELLE

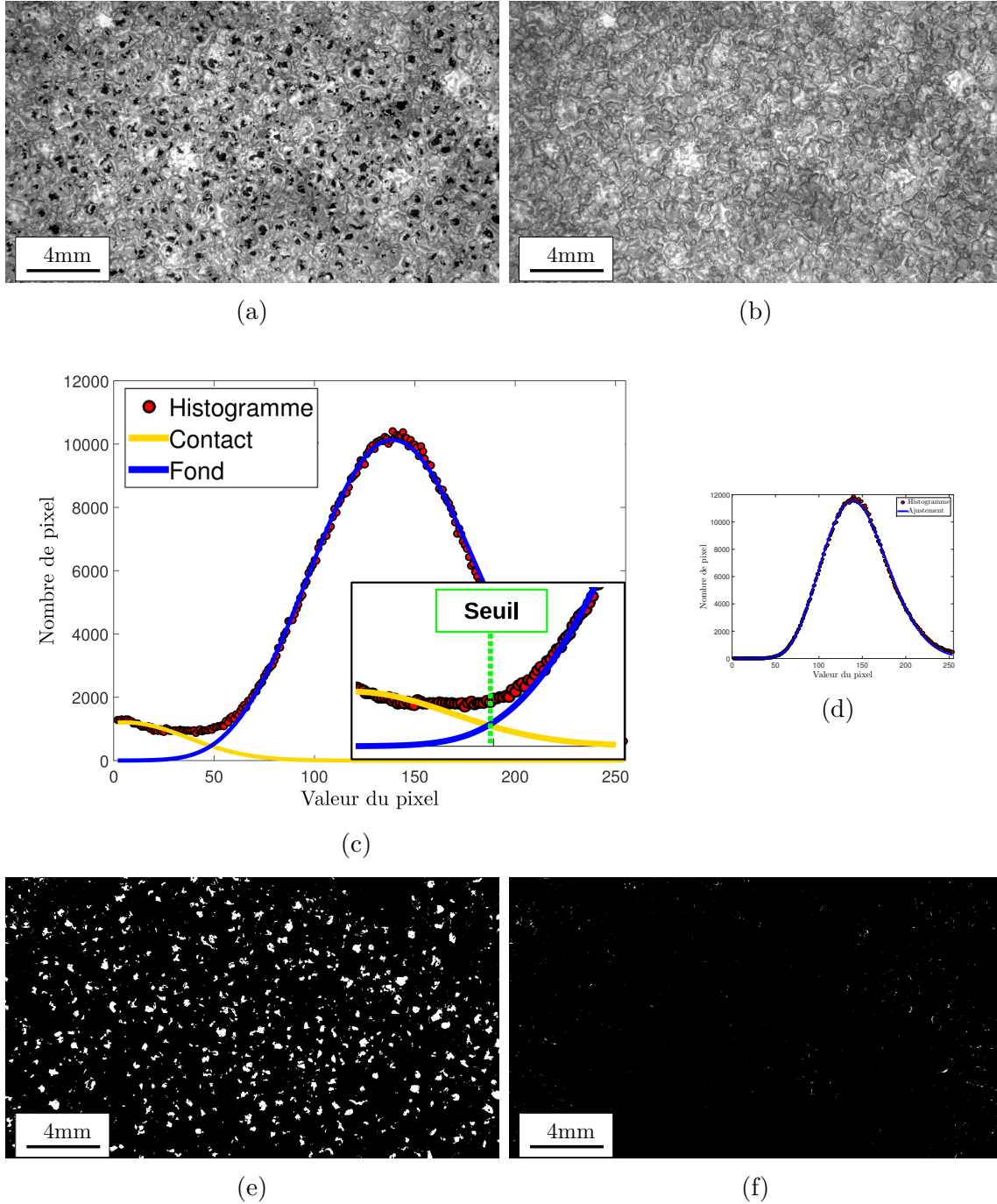


FIGURE 2.7 – Segmentation des images, sur l'exemple une surface rugueuse de PDMS de $26\mu m$. (a) Image de contact brute. (b) Image hors contact brute servant de calibration pour la forme de la distribution de l'histogramme hors contact. (c) Histogramme de l'image en contact. (d) Histogramme de l'image hors contact. (e) Image de contact après segmentation. (f) Image hors contact après segmentation.

CHAPITRE 2. ÉVOLUTION DE L'AIRES DE CONTACT RÉELLE

Pour savoir qui de $p(C_1|z)$ ou $p(C_2|z)$ est la plus grande, il faut déterminer les distributions qui représentent au mieux les classes contact et hors contact dans l'histogramme de valeur des pixels. Nous remarquons d'abord qu'au lieu de comparer les probabilités d'appartenir à chaque classe, nous pouvons directement comparer les numérateurs des équations (2.2) et (2.3) puisque les dénominateurs sont identiques.

Forme des distributions

Pour calculer les numérateurs, nous allons faire une hypothèse sur la forme de la distribution des niveaux de gris dans chacune des classes. Pour la classe en contact, une distribution gaussienne est utilisée (équation (2.4)) :

$$G_{\mu,\sigma}(z) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp -\frac{(z - \mu)^2}{2\sigma^2} \quad (2.4)$$

avec σ l'écart type de la gaussienne et μ son espérance.

Pour la classe hors contact, une distribution empirique, dont la forme est une gaussienne déformée, a été inspirée par l'histogramme des images pleinement hors contact (figure 2.7d). Sa forme est donnée en équation (2.5).

$$F_{b,c,d}(z) = a \exp \left(\frac{z - b}{c} \right)^2 \log(1 + \exp 0,1(z - d)) \quad (2.5)$$

avec a un paramètre de normalisation, c un paramètre lié à l'écart type de la distribution, b un paramètre lié à son espérance et d un paramètre ajustable.

La probabilité d'un pixel d'appartenir à une des classes (équation (2.1)) peut donc s'écrire sous la forme :

$$p(z) = \Pi_1 G_{\mu,\sigma}(z) + \Pi_2 F_{b,c,d}(z) \quad (2.6)$$

Avec $p(C_1) = \Pi_1$, $p(C_2) = \Pi_2$, $p(z|C_1) = G_{\mu,\sigma}(z)$ et $p(z|C_2) = F_{b,c,d}(z)$.

Détermination des paramètres des distributions

Connaissant un histogramme d'une image à segmenter, on peut déterminer les probabilités marginales et les paramètres des distributions par ajustement à partir de l'équation (2.6). En pratique, nous réalisons un ajustement de type moindres carrés pour identifier ces paramètres. La figure 2.7 présente les images de l'interface et l'application de la détermination des classes par la méthode de seuillage présentée ci-dessus.

Une fois les paramètres identifiés, la segmentation peut être définie à partir du seuil obtenu à l'intersection des deux fonctions représentant chaque terme de l'équation (2.6). Le point d'intersection donne la valeur du seuil qui maximise la probabilité d'un pixel d'appartenir à une classe donnée.

2.2. MÉTHODE DE MESURE DE L'AIRE RÉELLE

Le seuillage

La position de l'intersection est donnée directement comme sortie du processus d'ajustement, avec une précision de ± 3 niveaux de gris. Le seuil optimal est donné par l'intersection entre les deux sous-histogrammes (ligne jaune en figure 2.7c). Le long d'une expérience, c'est-à-dire en considérant toutes les images une à une, nous avons trouvé que le seuil calculé de cette manière reste stable à ± 2 niveaux de gris (figure 2.8). Fort de cette stabilité, nous avons donc choisi d'utiliser un seuil fixe pour toutes les images d'une même expérience (le seuil peut être différent d'une expérience à l'autre). La valeur du seuil unique utilisé est prise égale sa moyenne temporelle le long de l'expérience.

La figure 2.7e, montre l'image ainsi segmentée, correspondant à l'image brute en figure 2.7a. Les taches blanches correspondent aux micro-jonctions. La grande ressemblance entre les taches noires de l'image 2.7a et les taches blanches de l'image segmentée valide la méthode de segmentation adoptée. Plus quantitativement, si l'on segmente la même image en utilisant les valeurs extrêmes du seuil calculé (typiquement $X \pm 3,5$, avec X autour de 50), on déduit que l'aire de contact réelle (somme des surfaces de toutes les micro-jonctions) est entachée d'une erreur inférieure à 7,7% entre min et max.

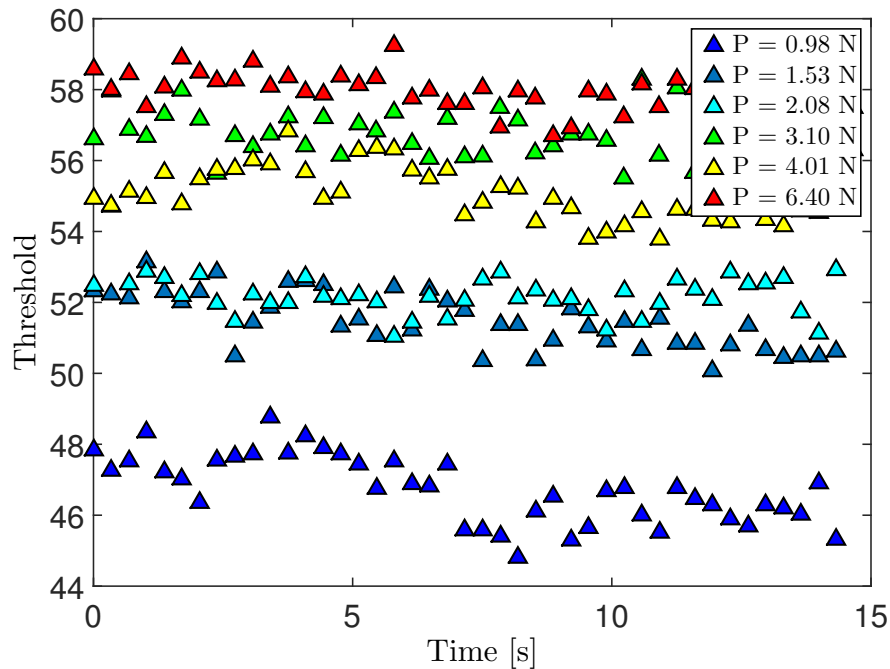


FIGURE 2.8 – Seuil de segmentation [0 - 255] en fonction du temps pour différentes charges normales, pour du verre contre du PDMS rugueux de $R_a 26\mu m$.

Testons la fiabilité de la méthode. La figure 2.7f représente la segmentation du fond hors

CHAPITRE 2. ÉVOLUTION DE L'AIRE DE CONTACT RÉELLE

contact avec le même seuil que celui utilisé dans la figure 2.7e. L'image est presque intégralement noire ce qui conforte le résultats de notre méthode de segmentation.

2.2.2 Avantages et inconvénients de la méthode

Inconvénients

La difficulté de la méthode consiste à ne pas perdre l'information utile dans l'image car le processus est irréversible. Une fois les éléments classifiés, ils perdent leur information initiale (la valeur du niveau de gris). En cas de nécessité de modification des classes, il faut repartir des données brutes en niveau de gris et refaire une analyse de l'image. La segmentation mono-dimensionnelle est limitée aux images en niveaux de gris.

Inconvénients :

- Paramètres à fixer arbitrairement tel que le nombre de classes dans l'image. Dans notre cas, une classe contact et une classe hors contact.
- Sensibilité à une dérive de l'intensité moyenne de l'image, l'acquisition de l'image doit être stabilisée. Un bon montage optique est primordial.
- Disposer d'un modèle de la distribution des niveaux de gris dans chaque classe.

Avantages

Cependant, cette méthode de segmentation a bien des avantages très appréciables en laboratoire. La robustesse des résultats en fait partie. Les données en sortie d'analyse sont légères (images binaires) rendant le stockage et le transfert de données aisés.

Avantages :

- Méthode généralement simple à comprendre.
- Calcul rapide permettant de traiter un grand volume de données.
- Méthode robuste, les résultats sont vérifiables visuellement et reproductibles dans des systèmes optiquement équivalents.

2.2.3 Effet de la résolution spatiale

Pour s'assurer d'une bonne mesure de l'aire de contact réelle, une expérience mesurant cette aire avec différents zooms optiques a été réalisée. L'idée est de vérifier si la résolution spatiale (zoom) a un effet sur la mesure de l'aire des micro-jonctions. Pour cela, une surface rugueuse est mise en contact avec du verre lisse. Des images de la même zone du contact sont prises avec différents zooms. Ensuite, l'aire est mesurée pour chaque zoom pour une micro-jonction, puis la valeur de l'aire de la micro-jonction est reportée sur la figure 2.9 en fonction du zoom considéré. La valeur de l'aire reste à peu près constante pour une micro-jonction

2.3. RÉSULTATS

quand le zoom change, avec un écart-type de 3%. On peut en conclure que l'aire de contact mesurée est bien l'aire de contact réelle car elle ne dépend pas du zoom de la caméra.

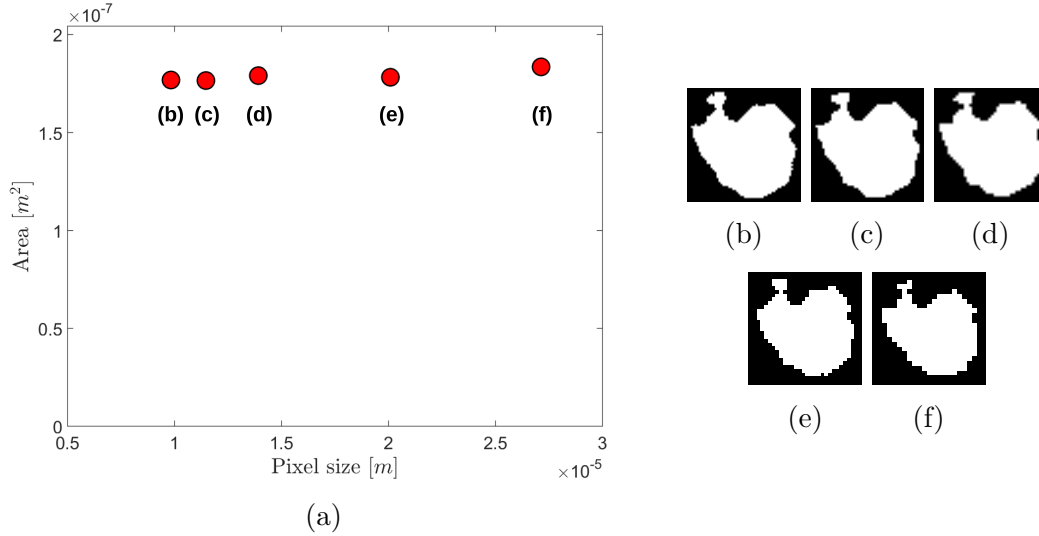


FIGURE 2.9 – Effet de la résolution spatiale de l'image sur l'aire de contact réelle, à différents zooms. L'aire est calculée à partir de la moyenne de l'aire sur 10 images du même micro-contact. (a) Aire de contact en fonction de la taille d'un pixel pour un contact de PDMS rugueux $26\mu m$. La mesure de l'aire est stable dans la gamme considérée de notre expérience. (b) Zoom = $9,8\mu m/px$. (c) Zoom = $11\mu m/px$. (d) Zoom = $14\mu m/px$. (e) Zoom = $20\mu m/px$. (f) Zoom = $27\mu m/px$.

De plus, toute la surface mesurée est en contact quelque soit l'échelle considérée dans notre expérience. Il n'y a apparemment pas d'artefacts comme : la présence de sous-structures dans le micro-contact, l'existence d'une dimension fractale de la surface, un effet trop important de la discrétisation de l'aire lors de la mesure par la caméra, ...

Des études numériques de la littérature [37] permettent de confirmer, dans les cas des matériaux élastiques, qu'il n'y a pas de sous-structure dans le micro-contact pour des matériaux à faible module de Young (de l'ordre du MPa) et une adhésion de l'ordre de $50mJ.m^{-2}$. En effet, l'adhésion est suffisamment forte, comparée au module E , pour déformer l'intégralité de la surface et ainsi permettre un contact total au niveau de la micro-jonction.

2.3 Résultats

2.3.1 Principe de l'expérience

La figure 1.1 (chapitre 1) montre un schéma de l'installation expérimentale. Un patin dont la surface utile est une plaque plane de verre lisse est placé en contact frottant contre un

CHAPITRE 2. ÉVOLUTION DE L'AIRE DE CONTACT RÉELLE

échantillon plan rugueux d'élastomère fixé à la table d'expérimentation. La rugosité quadratique moyenne (RMS) de la surface de l'élastomère, R_q , est de $10\mu m$ ou $26\mu m$. Le protocole expérimental utilisé est celui décrit dans le chapitre 1.

La nature de l'interface de contact (interface élastomère-verre nu, contact appelé de type A) peut être modifiée en revêtant la surface de verre d'un dépôt de chaînes de polydiméthylsiloxane (PDMS) pseudo-adsorbées (contact de type B, la préparation de ce type de surfaces sera détaillé au chapitre 3) ou une couche de PDMS réticulé de $4,65mm$ d'épaisseur (type C).

Nous avons observé que la stabilisation de l'aire de contact réelle par vieillissement géométrique sous une charge purement normale, c'est-à-dire quand la force tangentielle est égale à zéro, est typiquement atteinte en moins de 10 secondes. Ainsi, nous avons commencé le chargement tangentiel 30s après la mise en contact pour nous assurer que le vieillissement joue un rôle négligeable dans les variations observées de l'aire réelle A^R .

2.3.2 Evolution de l'aire de contact réelle sous cisaillement

Maintenant, nous nous intéressons à l'évolution de l'aire de contact réelle lors du cisaillement de l'interface par une force tangentielle Q croissante jusqu'au glissement macroscopique. L'évolution temporelle de la force tangentielle est visible en orange sur la figure 2.10. La force tangentielle est initialement nulle, puis elle augmente lors du cisaillement jusqu'à un maximum qui correspond au pic de frottement statique Q_s . Ensuite, en glissement, la force diminue légèrement avant de se stabiliser à une valeur limite qui correspond à la force de frottement cinématique de l'interface.

L'aire de contact réelle A^R , mesurée simultanément avec la force tangentielle, est représentée par la courbe bleu de la figure 2.10. Initialement, la valeur de l'aire est constante. Sa valeur correspond à l'aire initiale A_0^R définie pour un contact purement normal. Ensuite, l'aire de contact diminue lorsque la force tangentielle augmente jusqu'à une valeur minimum de l'aire de contact réelle A_s^R qui correspond au glissement établi de l'interface.

La réduction totale de l'aire de contact réelle est mesurée en réalisant la différence entre l'aire de contact initiale A_0^R , lorsque le contact n'est pas encore cisailé, et l'aire de contact réelle lors du glissement établi A_s^R . Cette différence est divisée par l'aire de contact initiale pour donner la variation relative de l'aire :

$$\Delta A^R = \frac{A_0^R - A_s^R}{A_0^R} \quad (2.7)$$

Dans nos expériences ΔA^R est typiquement de l'ordre de 20 - 30%.

Pour mieux comprendre l'origine de cette décroissance, examinons le comportement des micro-contacts individuels. La figure 2.11 montre un micro-contact de l'interface rugueuse de la figure 2.7a, en noir. Le contour de l'aire de contact réelle avant cisaillement est représenté

2.3. RÉSULTATS

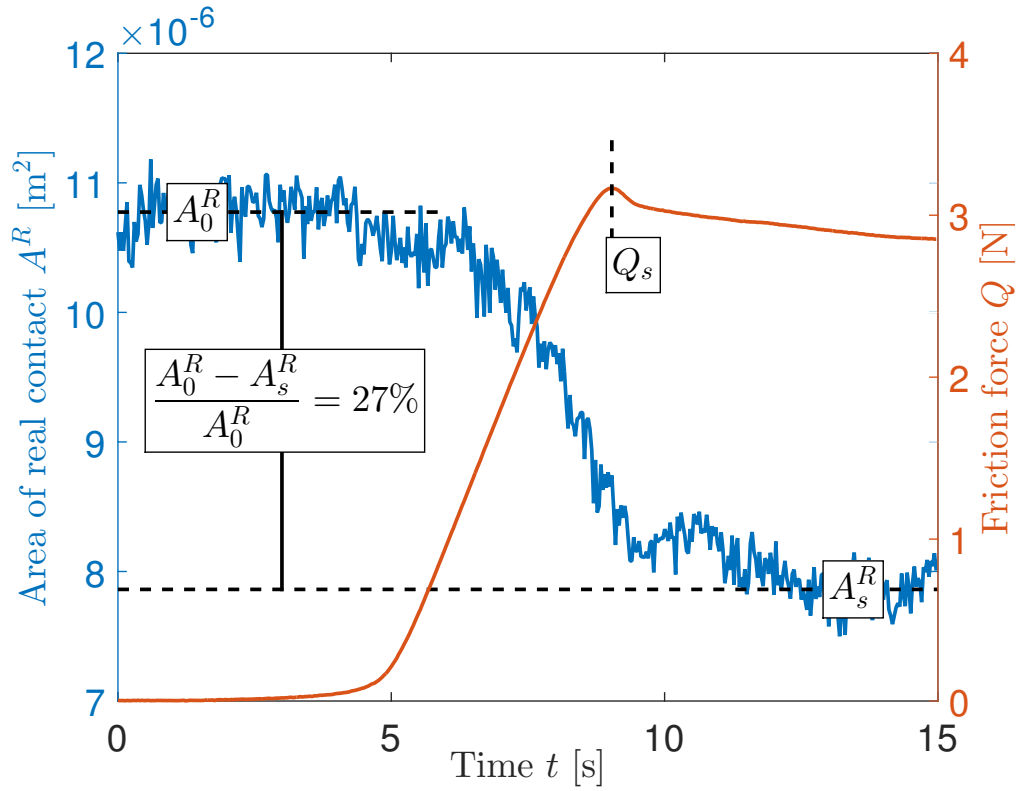


FIGURE 2.10 – L’aire de contact réduit jusqu’à 30% lorsque la force tangentielle augmente. La courbe orange représente la force tangentielle en fonction du temps. Initialement, la force tangentielle est nulle, puis elle augmente jusqu’à une valeur maximum Q_s qui correspond au pic de frottement statique. La courbe bleue représente l’aire de contact réelle en fonction du temps. Initialement, l’aire est stable A_0^R , ensuite elle décroît lorsque la force tangentielle augmente jusqu’à un minimum A_s^R . Les paramètres utilisés sont : une rugosité $R_q = 26\mu m$, une vitesse de cisaillement $V = 0,1mm.s^{-1}$ et une force normale $P = 2,1N$.

par une ligne en pointillée orange. Ce contour en glissement macroscopique est représenté par une ligne bleue continue 2.11. L’aire contenue dans ces contours a clairement diminué. L’examen d’un grand nombre d’autres contacts a montré que chaque micro-contact subit une réduction similaire de son aire de contact réelle lors du cisaillement. L’effet macroscopique de réduction d’aire observé trouve donc sa source au niveau de la réduction de l’aire de chacun des micro-contacts individuels de l’interface lors du cisaillement.

Les deux quantités pertinentes qui représentent l’état de l’interface de contact sont l’aire de contact réelle A^R et la force tangentielle Q . La figure 2.12 montre l’aire de contact réelle A^R en fonction de la force tangentielle Q , tracée pour différentes forces normales P appliquées à la même interface rugueuse. Les symboles colorés correspondent aux mesures expérimentales.

CHAPITRE 2. ÉVOLUTION DE L'AIRE DE CONTACT RÉELLE

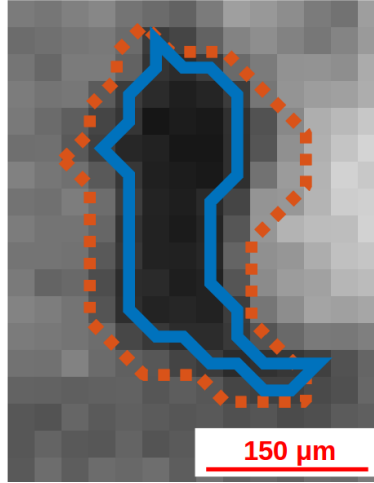


FIGURE 2.11 – Image brute d'un micro-contact individuel d'une surface rugueuse $R_q = 26\mu m$ en régime de glissement. En bleu : contour du micro-contact. En rouge : contour qu'il avait avant cisaillement.

Pour décrire la forme de la réduction de l'aire, on ajuste une loi empirique quadratique, donnée en équation (2.8), sur les données expérimentales pour chaque force normale. Pour chaque force normale P , l'ajustement à deux paramètres (α et A_0^R) est satisfaisant. L'ajustement est représenté par les lignes colorées en trait plein sur la figure 2.12. Toutes les dépendances de l'amplitude de réduction de l'aire sont regroupées dans ce seul paramètre d'ajustement empirique α .

$$A^R(Q) = A_0^R - \alpha Q^2 \quad (2.8)$$

La valeur de $A_0^R = A^R(Q = 0)$, obtenue comme l'ajustement de l'aire de contact réelle initial par la formule de l'équation (2.8), croît linéairement avec la force normale P . Une telle linéarité est cohérente avec les mesures par exemple de Dieterich [59], et avec différent modèles, par exemple celui de Greenwood et Williamson [12].

2.3.3 La mise en glissement

Au paragraphe précédent, nous avons caractérisé empiriquement la loi de réduction d'aire lors du cisaillement (équation (2.8)). Maintenant, nous allons examiner le moment de la mise en glissement de l'interface. C'est le point qui correspond au minimum d'aire et au maximum de force tangentielle sur la figure 2.12. En effet, la réduction de l'aire de contact réelle s'arrête quand la force tangentielle atteint son maximum, c'est-à-dire la valeur de la force de frottement statique Q_s , qui marque le début du glissement macroscopique de l'interface. La valeur correspondant au minimum de l'aire de contact réel est notée A_s^R .

2.3. RÉSULTATS

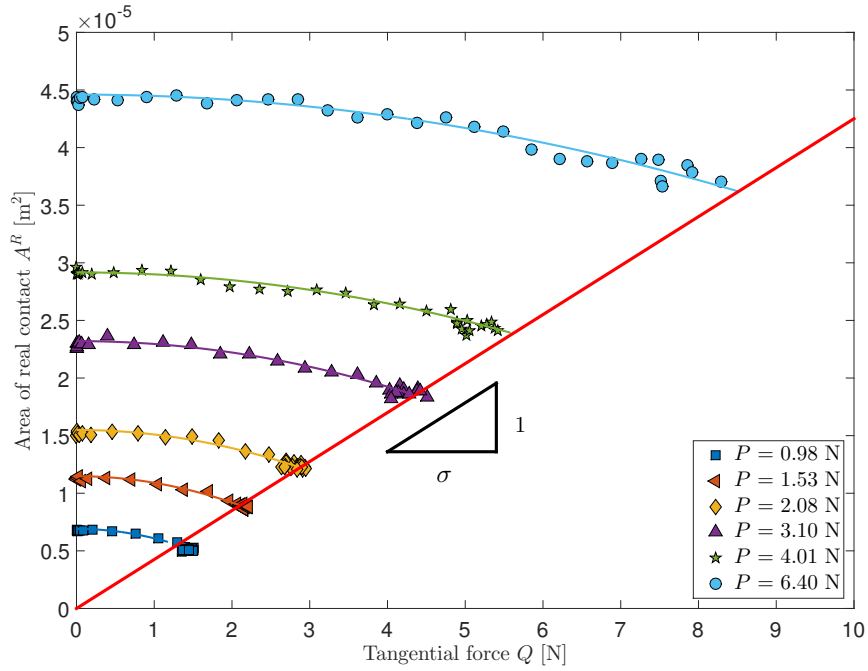


FIGURE 2.12 – L’aire de contact réelle A^R en fonction de la force tangentielle Q pour différentes forces normales P . La ligne pleine sur les données (symboles) représente l’ajustement par l’équation (2.8). Le fit est en accord avec les données expérimentales, une valeur de l’aire initiale A_0^R puis une décroissance quadratique de l’aire pendant le cisaillement. La pente de la droite rouge nous donne l’inverse de la contrainte de cisaillement critique σ . Pour une meilleur visibilité des données, seulement un point expérimental sur 100 a été tracé sur la figure.

Fait remarquable, tous les points marquant le début du glissement sont bien alignés le long d’une ligne qui passe par l’origine. Cette ligne est représentée en rouge sur la figure 2.12. L’inverse du coefficient directeur de cette droite nous donne la contrainte de cisaillement critique de mise en glissement de l’interface σ . L’équation (2.9) relie la force de frottement statique Q_s à l’aire de contact réelle au même point, A_s^R .

$$Q_s = \sigma A_s^R \quad (2.9)$$

Notons que la contrainte de cisaillement critique σ caractérise les propriétés de frottements des deux matériaux en contact. Pour nos interfaces multi-contacts, nous trouvons que $\sigma_{\text{type C}} > \sigma_{\text{type A}} > \sigma_{\text{type B}}$ (voir tableau 2.1).

CHAPITRE 2. ÉVOLUTION DE L'AIRES DE CONTACT RÉELLE

Contact	Substrat	σ rugueux [MPa]	σ lisses [MPa]
Type A	Verre	$0,23 \pm 0,03$	$0,36 \pm 0,01$
Type B	PDMS pseudo-adsorbé	$0,14 \pm 0,02$	$0,07 \pm 0,01$
Type C	PDMS réticulé	$0,25 \pm 0,02$	$0,23 \pm 0,01$

TABLE 2.1 – Récapitulatif des contraintes de cisaillement critiques des interfaces rugueuses (multi-contacts) et lisses (mono-contact, voir section 2.4), pour les différents substrats utilisés lors des expériences.

2.3.4 Valeur de la force de frottement statique

A présent, nous avons à la fois une loi empirique qui décrit la réduction de l'aire de contact (équation (2.8)) et une loi de seuil qui relie l'aire de contact réelle et la force à l'initiation du glissement macroscopique (équation (2.9)). Pour toutes les forces normales, la force de frottement statique Q_s de nos interfaces multi-contacts est définie par l'intersection de ces deux lois de comportement (voir figure 2.12).

1. Q_s obéit à la loi de seuil $Q_s = \sigma A_s^R$.
2. Q_s est lié à l'aire de contact réelle via la loi $A_s^R = A_0^R - \alpha Q_s^2$.

Réolvons ce système de deux équations, pour une valeur de la force tangentielle Q égale à Q_s (ce qui implique $A^R = A_s^R$). En injectant l'équation (2.9) dans l'équation (2.8), on obtiens l'équation (2.10), qui est un polynôme du second degré en Q_s .

$$\alpha Q_s^2 + \frac{Q_s}{\sigma} - A_0^R = 0 \quad (2.10)$$

La solution physiquement acceptable de l'équation (2.10) est donnée par l'équation (2.11).

$$Q_s = \frac{1}{2\alpha\sigma} \left(\sqrt{1 + 4\sigma^2\alpha A_0^R} - 1 \right) \quad (2.11)$$

En se basant sur cette équation (2.11), on remarque que la valeur du pic de frottement statique Q_s est relié à trois variables.

1. L'aire de contact initiale A_0^R , qui dépend de la force normale P .
2. La contrainte de cisaillement critique, qui caractérise le glissement, et qui dépend du couple de matériaux étudié.
3. Du paramètre α , qui caractérise l'amplitude de la réduction de l'aire de contact réelle lors du cisaillement.

Pour tester la validité de notre prédiction (équation (2.11)), la valeur du pic de frottement statique Q_s estimé est tracé en fonction de la mesure expérimentale du pic de frottement

2.3. RÉSULTATS

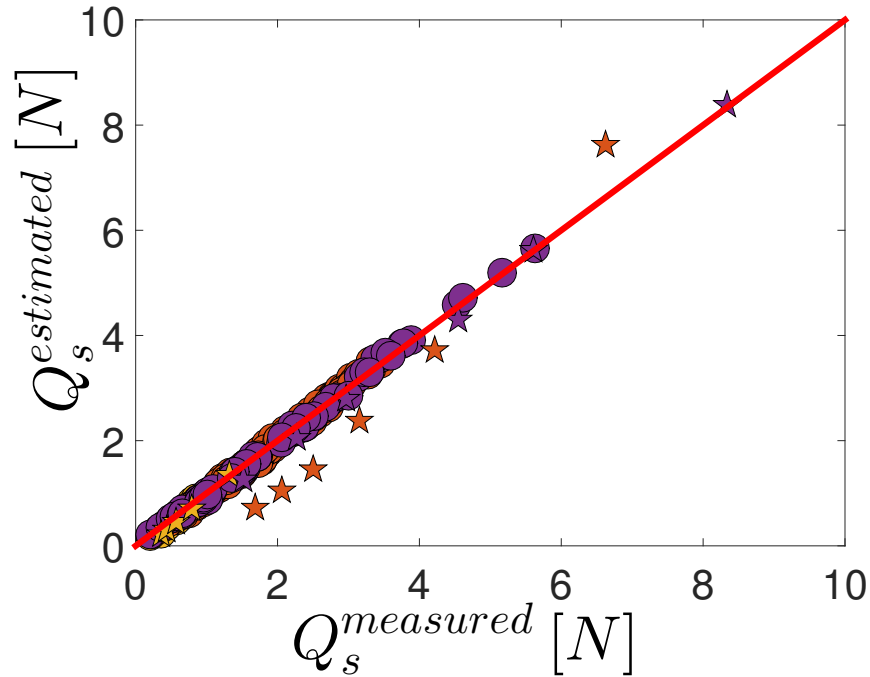


FIGURE 2.13 – Prédiction du pic de frottement statique par l'équation (2.11) ($Q_s^{estimated}$) en fonction de la mesure du pic de frottement statique ($Q_s^{measured}$). Les symboles colorés ronds représentent les mono-contacts, décrits plus loin dans ce chapitre, les étoiles correspondent aux interfaces rugueuses. La couleur donne une information sur le type d'interface : en jaune le PDMS pseudo-adsorbé, en orange le PDMS réticulé, en violet le verre.

statique. Les résultats sont visibles sur la figure 2.13 pour l'ensemble des expériences réalisées (tous les types d'interfaces et toutes les charges normales).

La ligne en rouge sur la figure 2.13 représente la droite de coefficient directeur 1 passant par l'origine. Tous les points sont alignés le long de cette droite avec une faible dispersion. La prédiction de l'équation (2.11) est donc en bonne adéquation avec les mesures expérimentales. Ceci démontre la bonne précision et la robustesse du pic de frottement statique de l'expression (2.11).

Discussion sur l'intérêt de l'équation (2.11)

Nous avons vu, après une comparaison avec l'expérience, que l'équation (2.11) est une bonne estimation du pic de frottement statique Q_s . Maintenant, nous nous posons la question de l'impact de ces résultats sur la prédiction du pic de frottement statique dans les interfaces types élastomères.

Lorsqu'on ne peut pas accéder à la mesure de l'aire de contact réelle, comme c'est le cas

CHAPITRE 2. ÉVOLUTION DE L'AIRE DE CONTACT RÉELLE

par exemple avec des matériaux non transparents, le pic de frottement statique est prédit par l'équation :

$$Q_s = \sigma A_{\text{pic}}^R \quad (2.12)$$

avec A_{pic}^R l'aire réelle de contact au pic statique.

En générale, la valeur de la contrainte de cisaillement σ pour chaque couple de matériau est disponible dans la littérature. Pour estimer A_{pic}^R , on se base le plus souvent soit sur un modèle de contact, soit sur une calibration expérimentale, lorsque c'est possible, en utilisant un matériau de propriété similaire mais transparent. Les modèles sont dans l'immense majorité des cas valides sous force normale uniquement [31, 35, 36, 37]. Les calibrations également sont généralement faites sur un contact normal. En d'autre terme, on estime A_{pic}^R par A_0^R . Cette estimation ne prend donc pas en compte la variation de l'aire de contact au cours du cisaillement et surestime donc la valeur de Q_s .

Dans quelle mesure l'équation (2.11) améliore-t-elle l'estimation de Q_s par rapport à l'estimation classique σA_0 ? Pour répondre à cette question, nous traçons la différence relative entre l'estimation usuelle (équation (2.12)) de la force et la prédiction de l'équation (2.11), en fonction de la différence relative d'aire correspondante (équation (2.7)). Le résultat est visible sur la figure 2.14.

Les points sont alignés le long de la droite de pente 1 passant par l'origine. La différence entre les prédictions est donc directement égale à la différence d'estimation de l'aire de contact réelle. En d'autres termes, une réduction d'aire de X% conduit à X% de surestimation de Q_s quand la seule information disponible sur A^R est sa valeur initiale A_0^R . Ainsi, prendre en compte la réduction de l'aire améliore la prédiction du pic statique de frottement et donc l'estimation de la contrainte de cisaillement critique σ jusqu'à 30%.

Au regard de ces résultats, nous pensons qu'une amélioration de premier ordre des modèles de contacts rugueux qui prédisent A_0^R [31, 35, 36, 37] serait d'inclure l'effet du chargement tangentiel et la variation d'aire associée. Ils pourraient alors permettre de bien meilleures estimations de la contribution adhésive au frottement statique, quantifiée par σ .

Notons que si on écrit le développement limité de $\sqrt{1+x}$ avec $x \ll 1$ dans l'équation (2.11), on obtient :

$$Q_s = \sigma A_0^R - \sigma^3 \alpha (A_0^R)^2 + o(x^3) \quad (2.13)$$

Nous remarquerons que le premier terme du développement est égal à σA_0^R , ce qui correspond à la prédiction usuelle du pic statique (équation (2.12)). L'équation (2.11) représente donc bien une amélioration de cette approximation usuelle. Les termes suivants dans l'équation (2.13) correspondent à la correction à apporter pour prendre en compte la réduction de l'aire réelle via α .

2.3.5 Asymétrie de la réduction d'aire

L'aire de contact diminue pendant de chargement. Qu'en est-il de la forme des micro-jonctions lors du chargement? Les micro-jonctions sont sollicitées de façon asymétrique en

2.4. COMPORTEMENT DES CONTACTS INDIVIDUELS

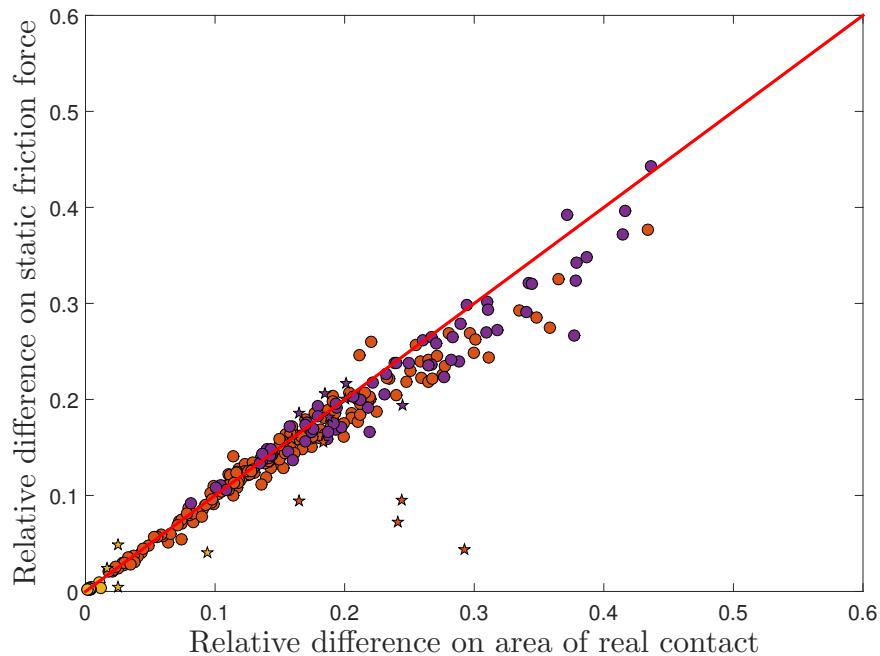


FIGURE 2.14 – La différence relative du pic de frottement statique entre les prédictions des équations (2.11) et (2.12), en fonction de la variation d’aire de contact réelle au cours du cisaillement. La ligne rouge est de pente 1 et passe par l’origine. Les symboles colorés ronds représentent les mono-contacts, décrit plus loin dans ce chapitre en section 2.4, les étoiles correspondent aux interfaces rugueuses. La couleur donne une information sur le type d’interface : en jaune le PDMS pseudo-adsorbé, en orange le PDMS réticulé, en violet le verre.

raison de la direction privilégiée associée au chargement. Ceci a un impact sur l’évolution de leur géométrie, visible en figures 2.11 et 2.15. La figure 2.15 montre l’évolution de plusieurs micro-jonctions de la même interface au cours du cisaillement.

A l’examen de la figure 2.15, on remarque que les micro-jonctions se contractent significativement dans la direction du cisaillement, selon leur largeur. Au contraire, les micro-jonctions ne contractent quasiment pas dans l’axe perpendiculaire au cisaillement (leur hauteur est constante). La réduction de la largeur de la micro-jonction le long de l’axe de cisaillement sera discuté plus en détails dans la section 2.4.2.

2.4 Comportement des contacts individuels

Dans l’introduction à ce chapitre (section 2.1), nous avons noté que des observations de la littérature avaient montré une décroissance de l’aire de contact apparente, pour des

CHAPITRE 2. ÉVOLUTION DE L'AIRE DE CONTACT RÉELLE

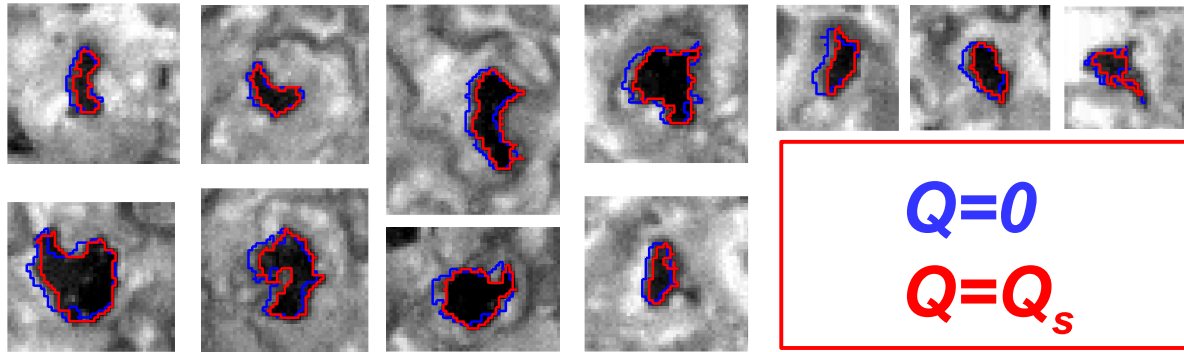


FIGURE 2.15 – Changement de forme lors du cisaillement pour différentes micro-jonctions de l'interface. En bleu, le contour de l'aire avant cisaillement, en rouge le contour de l'aire de contact sous cisaillement. La réduction des dimensions de chaque micro-jonction suit une direction préférentielle, celle du chargement tangentiel (direction horizontale).

contacts uniques, sous cisaillement pour les élastomères [49, 48]. Nous avons vu dans les parties précédentes qu'une décroissance est également mesurable sur l'aire de contact réelle, dans des interfaces rugueuses. Cette réduction est due à la somme des réductions des micro-jonctions de l'interface selon l'axe de cisaillement.

La question qui nous a alors animé est la suivante : dans quelle mesure les deux lois de décroissance (pour les aires de contact réel et pour les aires de contact apparent) sont elles comparables ? Pour y répondre, nous avons réalisé une série d'expériences supplémentaires permettant d'identifier la loi de décroissance de A^A . En pratique, des mono-contacts modèles entre une sphère d'élastomère lisse et un plan de verre lisse sont utilisés.

L'idée d'utiliser des contacts uniques est de pouvoir accéder aux efforts qui sont appliqués, et qui restent inaccessibles pour une micro-jonction individuelle au sein d'un multi-contact. L'utilisation d'une géométrie sphère-plan permet de se raccrocher à de nombreux résultats disponibles dans la littérature. Au final un mono-contact sphère-plan sera considéré comme l'analogue d'une micro-jonction individuelle.

2.4.1 Étude du mono-contact sphère-plan sous cisaillement

La figure 2.16a montre un schéma du type de contact utilisé et la figure 2.16b montre les images typiques obtenues avant cisaillement, en glissement, et une image segmentée. On observe clairement la décroissance de l'aire de contact apparente avec le cisaillement. La figure 2.17 montre l'évolution de l'aire de contact apparente en fonction de la force tangentielle appliquée sur le contact, présentée de la même façon qu'à la figure 2.12 pour les multi-contacts. La comparaison de ces deux figures permet d'observer que toutes les caractéristiques de réduction d'aire des mono-contacts sont qualitativement identiques à celles des surfaces multi-contacts. En particulier, la décroissance de l'aire est quadratique avec la force tangentielle (lignes pleines colorées), décrite par l'équation (2.8), avec une évolution de A_0^A

2.4. COMPORTEMENT DES CONTACTS INDIVIDUELS

avec P qui est cette fois bien décrite par le modèle JKR pour les contacts adhésifs sphère-plan [24]. D'autre part, au seuil de glissement, l'aire et la force sont reliées par une relation linéaire correspondant là encore à une loi de type $Q_s = \sigma A_s^R$, avec une pente correspondant à l'inverse de la contrainte de cisaillement critique de l'interface, σ .

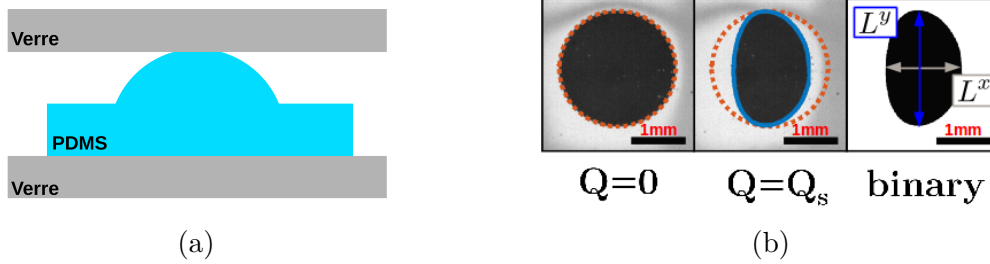


FIGURE 2.16 – (a) Schéma de l'expérience de frottement d'un mono-contact. En bas une sphère de PDMS (en bleu) moulé sur une lame de verre (gris), par dessus une lame de verre (également en gris). (b) Contact sphérique de rayon $R = 9,42mm$ contre un plan de verre. L'aire apparente initiale (pointillé orange) réduit lors du cisaillement (ligne bleue). L'image du contact est segmentée pour mesurer l'aire de contact A^A automatiquement (droite). Avec L^x la largeur et L^y la hauteur du contact.

Quantitativement, on observe que la valeur de σ pour les mono-contacts modèles (voir tableau 2.1) est différente (plus petit ou plus grand) de celle des multi-contacts du même type. En ce qui concerne le paramètre de réduction α , il est, pour une même force normale, trouvé systématiquement plus faible pour un mono-contact que pour un contact rugueux.

Les mêmes observations que pour les contacts rugueux sont valables pour les mono-contacts. Les équations (2.8) et (2.9) restent les mêmes comparées aux multi-contacts, et donc l'estimation de Q_s à partir de l'équation (2.11) est également valide pour les mono-contacts modèles. Tous les points correspondants se placent de fait sur la même droite de pente 1 qui passe par l'origine dans les figures 2.13 et figures 2.14.

2.4.2 Un comportement commun à toutes les échelles

Maintenant revenons à la description du paramètre α , qui contient les dépendances de la réduction de l'aire de contact réelle lors du cisaillement vis-à-vis des paramètres physiques du système. Pour pouvoir comparer les différentes valeurs de α , il nous faut une variable pertinente, comparable entre plusieurs systèmes de nature différentes (mono-contacts et multi-contacts). Depuis l'introduction de ce chapitre 2.1, il est admis que c'est l'aire de contact qui pilote les propriétés de frottement. Il est donc naturel de tracer la valeur du paramètre α en fonction de l'aire initiale A_0^R de chaque contact individuel, pour les mono-contacts modèles et les micro-contacts (figure 2.18).

CHAPITRE 2. ÉVOLUTION DE L'AIRES DE CONTACT RÉELLE

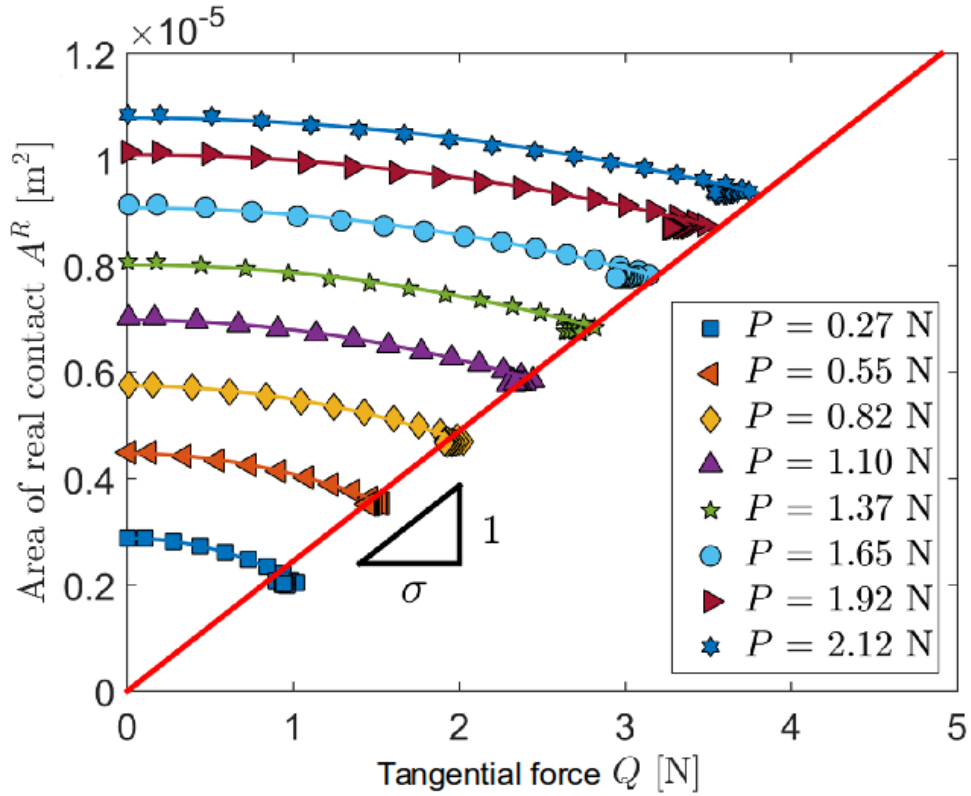


FIGURE 2.17 – Les symboles représentent la variation de l’aire de contact réelle A^R en fonction de la force tangentielle Q pour différentes forces normales P . Le mono-contact à un rayon $R = 9,42mm$, une vitesse de cisaillement $V = 0,1mm.s^{-1}$. Les lignes pleines colorées représentent les fits quadratiques des données. La ligne rouge, passant par l’origine, est un fit linéaire des points représentant les pics de frottement statique. L’inverse de sa pente donne la valeur de la contrainte de cisaillement critique de mise en glissement, σ .

Le paramètre α pour chaque micro-contact est calculé de la façon suivante :

$$\alpha_i = \frac{A_{si}^R - A_{0i}^R}{(\sigma A_{si}^R)^2}, \quad (2.14)$$

avec i l’indice des différents micro-contacts au sein d’un multi-contact. Sur la figure 2.18, on voit que les micro-jonctions des surfaces rugueuses (étoiles) ont une aire plus faible mais un paramètre de réduction α (équation (2.14)) plus grand que dans les mono-contacts modèles (disques).

Toutes les données de la figure 2.18 s’alignent, en représentation log-log le long de la même droite, sur plusieurs décades d’aire de contact initiale. Cela correspond à une loi de puissance $\alpha \sim (A_0^R)^\beta$. Ceci suggère que le comportement en réduction est le même quels que soient les contacts individuels considérés (mono-contact et multi-contacts). La connaissance

2.4. COMPORTEMENT DES CONTACTS INDIVIDUELS

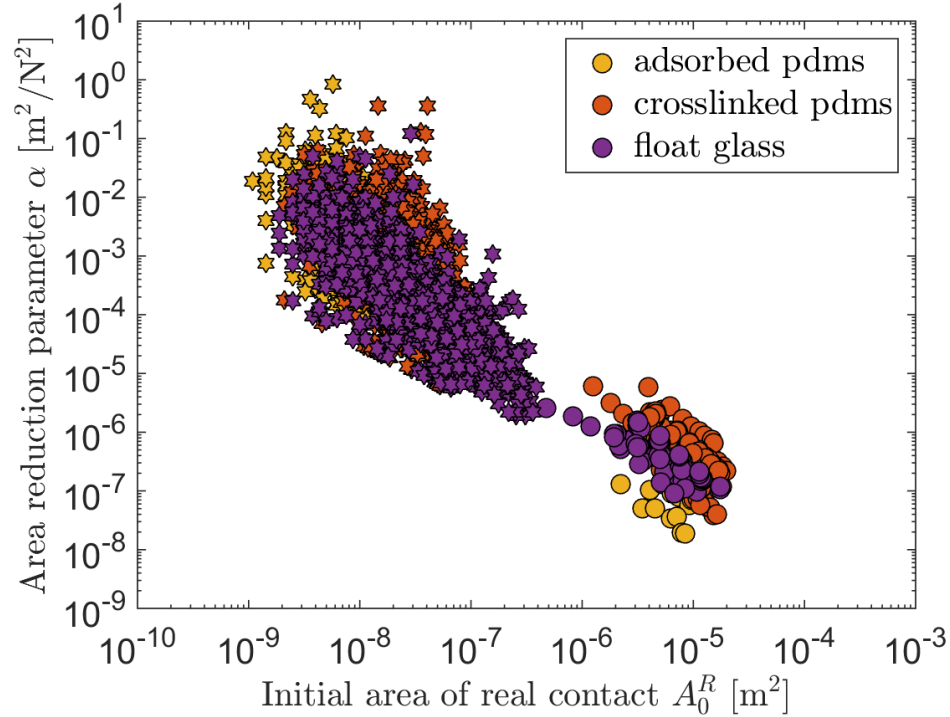


FIGURE 2.18 – Paramètre de la réduction d’aire α en fonction de l’aire réelle initiale A_0^R des contacts individuels, pour toutes les expériences réalisées (forces normales et types de substrats différents). La couleur donne une information sur le type d’interface : en jaune le PDMS pseudo-adsorbé, en orange le PDMS réticulé, en violet le verre. Les ronds représentent les mono-contacts modèles, les étoiles les micro-jonctions individuelles au sein des multi-contacts.

de ce comportement commun devrait permettre de simplifier les études des surfaces réelles micro-rugueuses car elles nécessiteraient essentiellement l’étude plus aisée de contacts uniques macroscopiques.

Une estimation de la valeur de l’exposant obtenue par un fit des données pour un mono-contact verre-PDMS permet d’obtenir la valeur de l’exposant $\beta = -1,6 \pm 0,1$.

2.4.3 Changement de forme des contacts

Nous pouvons aller plus loin en continuant l’étude du changement de forme des micro-contacts (figures 2.15 et 2.20) pour les surfaces rugueuses, à la lumière des phénomènes visibles dans les contacts uniques (figure 2.16b). Lors du cisaillement, un mono-contact se contracte de façon non symétrique (figure 2.16b). La contraction a majoritairement lieu le long de l’axe de cisaillement. La largeur au centre du contact L^x sous cisaillement maximum est plus petite que la largeur initiale (avant cisaillement), L_0^x . La hauteur L^y , elle, est peu modifiée par le cisaillement.

CHAPITRE 2. ÉVOLUTION DE L'AIRES DE CONTACT RÉELLE

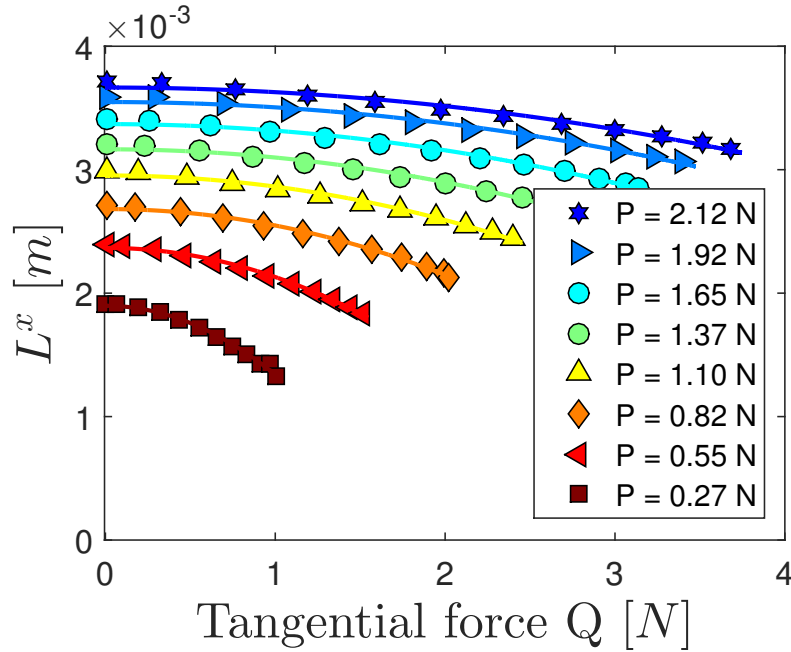


FIGURE 2.19 – L^x en fonction de la force tangentielle Q pour différentes forces normales P dans un mono-contact modèle. $R = 9,42\text{mm}$, $V = 0,1\text{mm.s}^{-1}$. Les lignes pleines représentent le fit des données par l'équation (2.15).

La figure 2.19 montre l'évolution de L^x au cours du cisaillement. Pour toutes les forces normales, la décroissance est trouvée quadratique en la force tangentielle Q , ce qui permet de décrire la réduction en largeur des mono-contacts modèles via l'équation :

$$L^x(Q) = L_0^x - \zeta Q^2. \quad (2.15)$$

Le paramètre de réduction ζ caractérise l'amplitude de la décroissance de largeur sous cisaillement.

Notons que, pour des mono-contacts modèles, il existe un lien entre les paramètres α et ζ . Si l'on suppose que le contact est à tout instant de forme elliptique, son aire vaut $A^R = \pi L_x L_y$. L'équation (2.8) peut alors s'écrire :

$$A^R = \pi L_y L^x = \pi L_0^y L_0^x - \alpha Q^2 \quad (2.16)$$

Supposons de plus que L_y reste à tout instant égal à sa valeur initiale $L_0^y = a_0$, avec a_0 le rayon du contact circulaire initial. On peut alors simplifier en divisant l'équation précédente par L_0^y . Par identification avec l'équation (2.15), on en déduit alors que $\zeta = \frac{\alpha}{\pi a_0}$.

Tentons à présent de comparer le comportement des mono-contacts modèles à celui des micro-contacts individuels. Autant il est aisé de définir une largeur L^x pour un contact

2.4. COMPORTEMENT DES CONTACTS INDIVIDUELS

sphérique lisse, autant il est difficile de caractériser la réduction des micro-jonctions en raison de leurs formes complexes. En pratique, nous avons défini les largeur et hauteur instantanées de chaque micro-jonction en la modélisant par une ellipse, comme représenté à la figure 2.20.

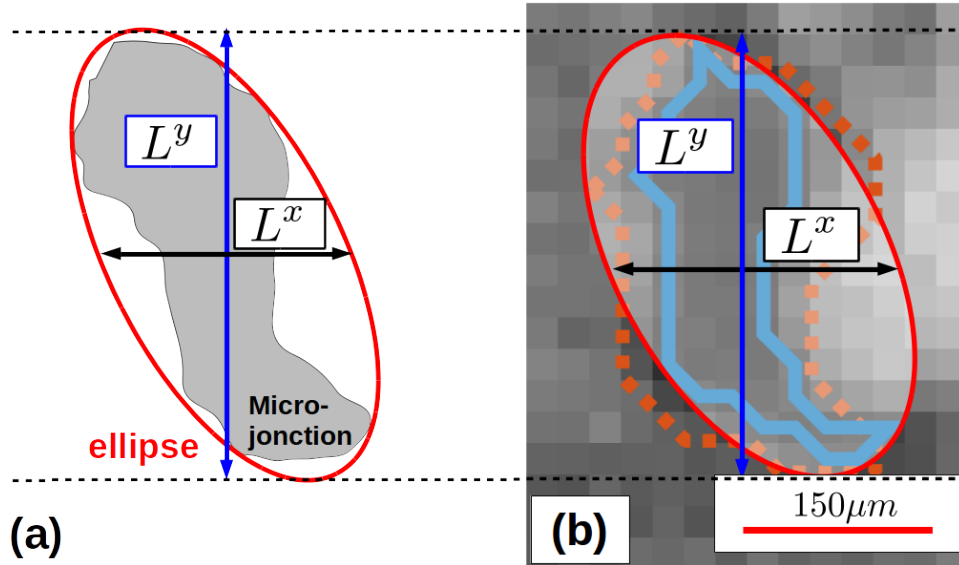


FIGURE 2.20 – Définition des grandeurs L^x et L^y pour une micro-jonction. (a) Schéma de principe, l'ellipse dans laquelle s'inscrit la micro-jonction sert de base pour définir la largeur L^x et la hauteur L^y . (b) Application de cette convention à la micro-jonction de la figure 2.11.

Pour estimer le paramètre ζ_i de chacune des micro-jonctions individuelles dans les multi-contacts, nous avons utilisé la formule suivante :

$$\zeta_i = \frac{L_{0i}^x - L_{si}^x}{\sigma^2 A_{si}^{R^2}}, \quad (2.17)$$

avec L_{si}^x la largeur du micro-contact au moment du pic de frottement statique de l'interface.

Le paramètre ζ , pour tous les contacts individuels de toutes les expériences réalisées, est tracé en fonction de l'aire de contact initiale sur la figure 2.21. Les ronds représentent les contacts uniques, les étoiles les micro-jonctions individuelles. Les données sont encore une fois alignés selon la même droite en représentation log-log, ce qui montre que le comportement en contraction du contact le long de l'axe de cisaillement est le même quelle que soit l'échelle considérée, et qu'il peut être décrit par un loi du type $\zeta \sim (A_0^R)^\gamma$. Un ajustement d'une partie des données d'une expérience pour un mono-contact de type A montre que $\gamma = -2,0 \pm 0,1$.

Testons à présent la cohérence entre les valeurs de l'exposant β trouvé pour α à partir de la figure 2.18, et l'exposant que nous venons de trouver pour ζ . On a vu qu'on s'attend à ce que ζ et α soient reliés par $\zeta = \frac{\alpha}{\pi a_0}$. On a donc :

CHAPITRE 2. ÉVOLUTION DE L'AIRES DE CONTACT RÉELLE

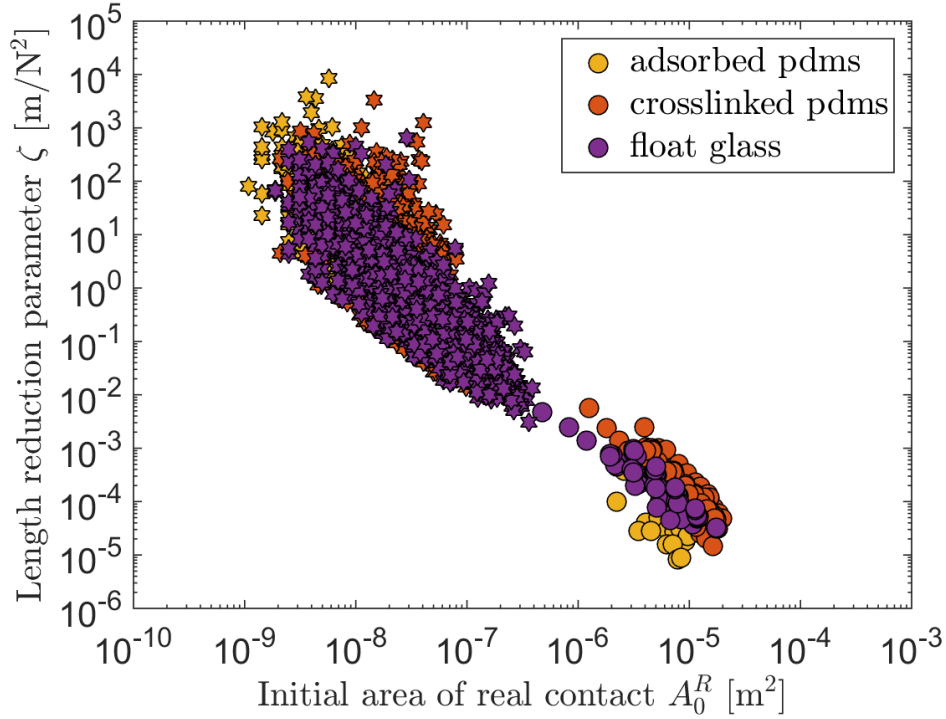


FIGURE 2.21 – Paramètre de réduction de la largeur ζ en fonction de l'aire initiale. Les symboles en formes d'étoiles représentent les interfaces rugueuses, les symboles en forme de rond les mono-contact. Les couleurs représentent le type d'interface (voir légende).

$$(A_0^R)^\gamma \sim \frac{(A_0^R)^\beta}{a_0} \quad (2.18)$$

Or $(A_0^R) \sim a_0^2$, ce qui donne :

$$(a_0^2)^\gamma = \frac{(a_0^2)^\beta}{a_0} \quad (2.19)$$

Finalement, on obtient :

$$\gamma = \beta - \frac{1}{2} \quad (2.20)$$

Cette relation est bien compatible avec les valeurs fittées $\beta = -1,6 \pm 0,1$ et $\gamma = -2,0 \pm 0,1$.

2.5 Discussion

Discutons maintenant des grandeurs physiques qui contrôlent la valeur du paramètre de réduction d'aire α . Comme mentionné dans l'introduction de ce chapitre (section 2.1), une

2.5. DISCUSSION

réduction de l'aire de contact apparent A^A sous cisaillement avait déjà été observée sur des modèles de mono-contacts impliquant des élastomères [49, 50, 51]. Nous avons montré dans ce chapitre que l'aire de contact apparente A^A et l'aire de contact réelle A^R suivent des comportements de réductions analogues. On peut s'attendre à ce que les origines physiques sous-jacentes soient les mêmes dans les deux cas. Deux types d'interprétations des observations sur l'aire apparente A^A ont été proposées dans la littérature. Elles sont évoquées ci-dessous.

Approche fracture.

La première approche met l'accent sur le rôle de l'adhésion à l'interface de contact, et décrit le mouvement du contour d'un mono-contact comme une fissure se propageant avec un mode de chargement mixte composé d'un mode d'ouverture (mode I) et d'un mode de cisaillement (mode II). Malheureusement, tous les modèles théoriques existants [49, 54, 51] traitent le cas d'un rétrécissement axisymétrique de la zone de contact, une hypothèse qui est fortement violée dans nos expériences.

Il est néanmoins intéressant de regarder les dépendances de ces modèles adhésifs vis-à-vis des paramètres physiques. Pour cela, nous avons réalisé une analyse numérique du modèle de Waters et Guduru [51]. Les principales hypothèses du modèle sont énoncées ci-dessous :

- Le contact est adhésif de type JKR [24]
- La réduction du contact est axisymétrique
- Les poids relatifs des modes d'ouverture (I) et de cisaillement (II) sont quantifiés via un paramètre empirique λ

Nous avons d'abord vérifié que le début de la réduction d'aire dans le modèle est décrite par une décroissance quadratique avec le chargement tangentiel.

Puis, en variant de façon indépendante tous les paramètres du modèle, nous avons pu extraire la relation d'échelle suivante :

$$\alpha \sim \frac{R^{1/6}}{E^{2/3}w_0^{1/2}P^{5/6}}, \quad (2.21)$$

avec R le rayon de courbure de la sphère, E son module de Young, w_0 le travail d'adhésion de l'interface et P la force normale.

L'influence de la force normale fait partie des paramètres que nous avons testés expérimentalement. Fait intéressant, l'exposant de la dépendance en P est proche de -1 dans l'équation (2.21). Sur la figure 2.22, on trace le paramètre de réduction α , pour un mono-contact, en fonction de différentes forces normales. Les symboles colorés représentent les données expérimentales. La ligne en pointillés correspond à l'ajustement des données par une loi de puissance du type P^n , où n est trouvé par ajustement valoir $-0,98 \pm 0,02$. Cette valeur est relativement proche des $-\frac{5}{6}$ trouvés par le modèle de Waters et Guduru.

CHAPITRE 2. ÉVOLUTION DE L'AIRES DE CONTACT RÉELLE

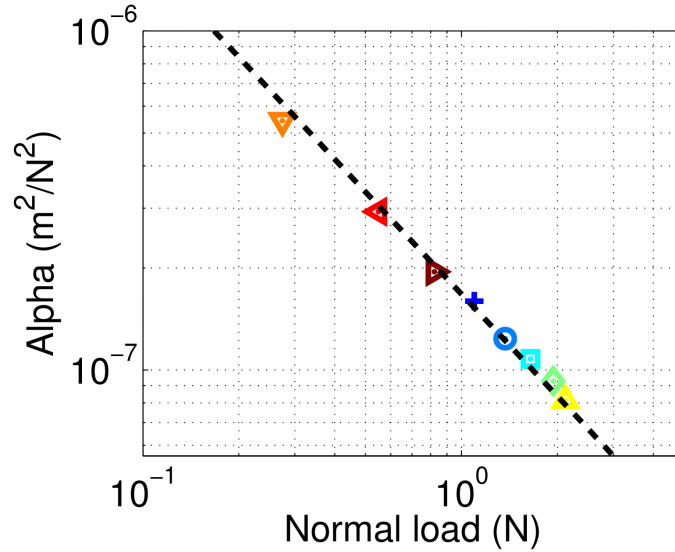


FIGURE 2.22 – α en fonction de P pour un mono-contact de type A. Droite pointillée : ajustement par une loi de puissance.

Un autre aspect testable expérimentalement est l'influence du rayon de contact R . Nous avons effectué des expériences sur des sphères de rayons différents, allant de $7mm$ à $24mm$ et trouvé une faible variation de α , en accord avec le petit exposant de R dans le modèle. Des expériences avec une plus grande gamme de rayon permettrait une comparaison plus quantitative.

Les autres grandeurs sont plus délicate à faire varier expérimentalement de façon indépendante. En effet, un changement de matériau en contact s'accompagne souvent d'une variation simultanée de w_0 et E . A notre connaissance, il n'existe aucun modèle de type fracture adhésive pour les contacts rugueux auquel comparer nos données expérimentales.

Approche viscoélasticité.

La deuxième approche met l'accent sur le rôle de la viscoélasticité de l'élastomère et relie la réduction d'aire à l'augmentation du module élastique lorsque le contact est stimulé en glissement [60, 55, 61]. La perte d'axisymétrie est prédite par ce type de modèles, avec des formes qualitativement similaires à celles observées dans nos expériences. Cette approche prévoit une amplitude de réduction de l'aire dépendant de la vitesse de glissement. En effectuant des expériences à différentes vitesses de glissement, on constate effectivement que le paramètre α est une fonction croissante de V .

La plupart des modèles viscoélastiques traitent le cas d'un contact sphérique [61]. Cependant, le cas non adhésif, sans frottement, en glissement stationnaire, pour un multi-contact viscoélastique, a été récemment traité par Carbone [62]. L'inclusion des effets transitoires tels

2.6. CONCLUSION

que ceux de nos expériences de première mise en charge tangentielle n'a, à notre connaissance, été faite que récemment sur des mono-contacts [61].

2.6 Conclusion

En conclusion, les différentes interfaces transparentes considérées suivent toutes le même comportement lors du cisaillement. L'aire de contact diminue lorsque la force tangentielle augmente. La réduction de l'aire de contact réelle est bien capturée par une forme quadratique. Le coefficient qui caractérise cette réduction (α) nous permet de quantifier la réduction. Grâce à cette quantification, nous avons observé que les contacts mono-contacts et les micro-contacts des surfaces rugueuses suivent une loi de comportement commune, valide sur une large gamme d'échelles spatiales.

La réduction de l'aire de contact réelle pilote en partie la valeur du pic de frottement statique. Cet effet n'est pas pris en compte dans les travaux de la littérature, surtout dans le cas des interfaces opaques, c'est pourquoi des écarts entre prédiction et mesure expérimentale sont attendus. Prendre en compte l'effet de la réduction d'aire dans les modèles existants représente une bonne opportunité de progrès dans le futur.

La réduction n'est pas symétrique, elle survient selon une direction préférentielle qui est celle du cisaillement. Une approche consiste à expliquer la réduction des micro-jonctions au niveau macroscopique en étudiant un cas plus simple, le mono-contact modèle macroscopique. La réduction observée semble compatible à la fois avec un effet d'adhérence et de viscoélasticité, de sorte que la réduction pourrait être expliquée par une combinaison de ces deux voies d'interprétation (section 2.5). En effet, les contacts élastomères sont à la fois adhésifs et viscoélastiques.

Cependant, nous n'avons pas pu identifier avec certitude si l'un des effets est dominant, et si oui lequel. Il apparaît aujourd'hui opportun de mener des études de simulation, qui combinent friction interfaciale, adhérence et viscoélasticité. Les simulations permettront d'« allumer » ou d'« éteindre » indépendamment les effets à incorporer dans le modèle et de comparer les résultats numériques aux résultats expérimentaux. La question de l'évolution de A^R pour d'autres types de contacts, en particulier les contacts métalliques, reste ouverte.

Chapitre 3

Influence de l'épaisseur d'un revêtement solide sur la contrainte de frottement statique

Sommaire

3.1	Introduction	75
3.2	Expérience	76
3.2.1	Description de l'expérience	76
3.2.2	Les procédés de fabrication des dépôts	77
3.3	Résultats	81
3.3.1	Les interfaces lisses	81
3.3.2	Les interfaces multi-contacts	81
3.4	Discussion	83
3.4.1	Adimensionnement des données	83
3.4.2	Approche énergétique de la dissipation	85
3.5	Conclusion	90

3.1 Introduction

En tribologie, une stratégie classiquement utilisée pour contrôler les propriétés de frottement et d'usure d'interfaces de contact sèches consiste à déposer un revêtement solide à la surface de l'un ou des deux corps en contact. Cette opération permet de modifier les propriétés de l'interface (énergie d'adhésion, contrainte de frottement,...) tout en gardant, pour le volume des solides, les matériaux d'origine. Selon les effets souhaités, les matériaux déposés peuvent être plus ou moins rigide que leur substrat [63].

3.2. EXPÉRIENCE

Les études de la littérature concernant le contact sec sur ces systèmes revêtus, en raison de l'essor de la nanoindentation comme moyen de caractérisation des propriétés de surface des matériaux, ont pour une large part porté sur des chargements sous force purement normale, par des indenteurs de formes variées (voir par exemple [64, 65, 66, 67]). D'autres auteurs ont considéré des revêtements cisailés, soit faiblement pour en mesurer le module de cisaillement [68], soit déjà en régime de glissement complet de l'interface [69, 70] pour en tirer les propriétés de frottement cinématique. A notre connaissance, il manque donc des résultats concernant le rôle des revêtements sur les propriétés de frottement statique des interfaces de contact. C'est ce type de données que nous allons présenter dans ce chapitre.

Si l'on se focalise à présent sur le cas de revêtements élastomères sur substrats rigides, qu'attend-t-on comme influence de l'épaisseur du revêtement sur le frottement ? Les modèles de contact avec revêtement (par exemple [64, 71]) concluent à une augmentation du module effectif de l'interface lorsque l'épaisseur e diminue. Ce résultat est intuitif, car lorsque le rayon de contact a devient de l'ordre de grandeur de e , voire inférieur à e , le substrat rigide limite l'amplitude des déformations possibles dans le revêtement. Cela a pour effet de réduire la taille du contact par rapport à celle prédite par la théorie de Hertz (corps semi-infinis) [7]. On s'attend donc à une diminution de la force de frottement lorsque l'épaisseur diminue, mais pas à une influence particulière sur la contrainte critique de glissement σ_s . D'un point de vue expérimental, et de façon cohérente, Chaudhury et Chung [69], à partir de revêtements de PDMS, annoncent une absence d'effet sur σ_s , sur la gamme d'épaisseur 40 – 400 μm .

Pourtant, dans un domaine légèrement différent mais connexe, le démouillage de films polymères, certains de nos collaborateurs polyméristes du laboratoire Ingénierie des Matériaux Polymères (IMP, UMR5513) ont par le passé observé un effet de l'épaisseur d'un revêtement de PDMS sur la vitesse de démouillage de films de Polystyrène (PS). Des revêtements plus fins donnent des vitesses de démouillage plus élevées [21]. Ils l'interprètent comme un effet lié au frottement d'un bourrelet de Polystyrène présent au voisinage de la ligne triple mobile, et qui indenterait le PDMS d'autant moins que son épaisseur est plus fine. Intrigués par ces résultats, qui allaient dans le même sens que certaines de nos expériences préliminaires sur des contacts PDMS-PDMS, et dans le but de combler le manque évoqué plus haut de résultats expérimentaux dans la littérature, nous avons mené une étude systématique de l'effet de l'épaisseur d'un revêtement de PDMS, en la variant sur plus de trois ordres de grandeur, sur la contrainte de cisaillement critique de mise en glissement d'interfaces PDMS-PDMS. Cette étude fait l'objet du présent chapitre.

3.2 Expérience

3.2.1 Description de l'expérience

Dans ce chapitre, il est question de frottement sec entre une surface d'élastomère rugueux ou lisse et un revêtement d'élastomère lisse. Nous allons ainsi nous situer dans le cas de revêtements « souples » (PDMS) sur substrat rigide (verre). Les procédés de préparation de ces patins revêtus seront détaillés en section 3.2.2. La surface antagoniste sera soit une

CHAPITRE 3. INFLUENCE DE L'ÉPAISSEUR

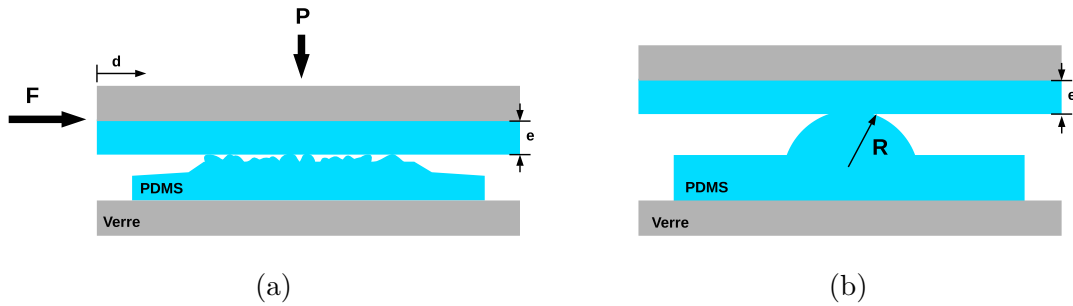


FIGURE 3.1 – Schéma des interfaces considérées. (a) Une surface rugueuse ($R_q = 26\mu m$) contre un substrat d'élastomère d'épaisseur e , soumise à une force normale P constante et une force tangentielle F croissante. L'aire de contact réelle A^R est mesurée en plus du déplacement du substrat rigide d sur lequel est déposé le revêtement. (b) Une sphère de PDMS lisse de rayon $R = 9,42mm$ moulée sur un corps de $6mm$ d'épaisseur. Le contact se fait contre un substrat d'élastomère d'épaisseur e .

surface rugueuse plane (figure 3.1a), soit une surface lisse sphérique (figure 3.1b), comme dans le chapitre précédent.

Pour chaque épaisseur, nous avons effectué des tests de frottement à $0,1mm.s^{-1}$, et pour huit forces normales différentes allant de $0,3N$ à $2N$. Les courbes de charge tangentielle typiques $F(t)$ et les mesures d'aire de contact réelle A^R sont présentées dans la figure 3.2. Pour toutes ces conditions, les courbes de charge ont une forme classique, c'est-à-dire une phase de chargement linéaire, suivie d'un pic de frottement statique et finissant par un plateau en glissement macroscopique. En même temps, l'aire de contact réelle A^R est mesurée de façon synchronisée avec la force tangentielle. On observe une diminution de l'aire de contact réelle quand la force tangentielle augmente (figure 3.2b), comme décrit au chapitre précédent.

Il est ainsi possible de définir une contrainte de cisaillement critique σ_s qui correspond à la valeur de la force tangentielle F_s au pic de frottement statique divisée par l'aire de contact réelle à ce même instant A_s^R : $\sigma_s = \frac{F_s}{A_s^R}$. C'est cette valeur de la contrainte de cisaillement critique que nous allons étudier. On sait en effet, depuis le chapitre précédent, que c'est l'aire de contact réelle qui pilote les propriétés de frottements de nos interfaces, et non pas la force normale. σ_s est donc plus pertinente que le coefficient de frottement dans notre cas. De plus, la contrainte de cisaillement critique σ_s permet de comparer des forces tangentielles par unité d'aire pour différents couples de corps en contact. Il est ainsi possible de comparer simplement des expériences différentes entre elles.

3.2.2 Les procédés de fabrication des dépôts

Nous avons préparé un grand nombre de substrats revêtus, avec des épaisseurs de dépôts e couvrant plus de 3 ordres de grandeurs. Pour couvrir une telle gamme d'épaisseurs, il a été

3.2. EXPÉRIENCE

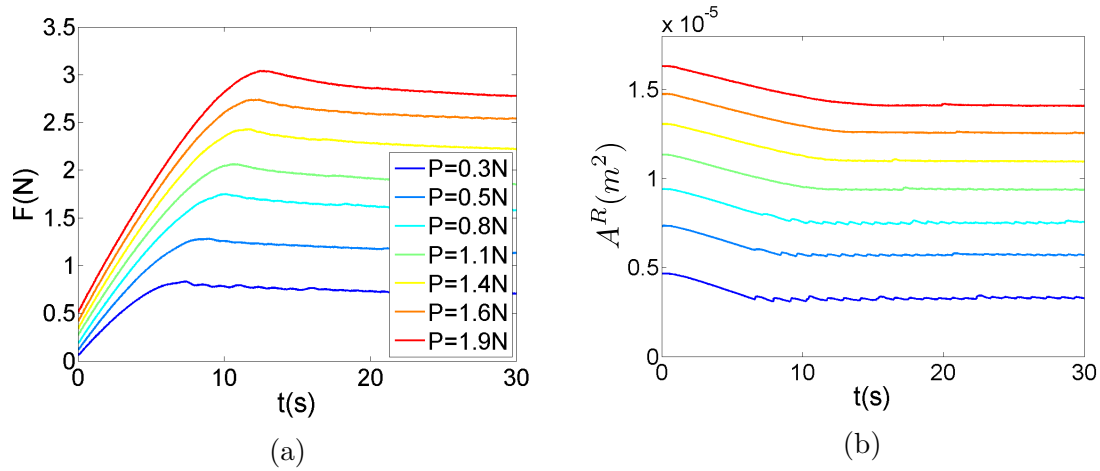


FIGURE 3.2 – Mesures brutes pour un dépôt de PDMS réticulé d'épaisseur $e = 4,65$ mm. (a) La force tangentielle F en fonction du temps t pour différentes valeurs de la force normale P . (b) L'aire de contact réelle A^R mesurée en fonction du temps pour ces différentes forces normales P .

nécessaire de recourir à différents procédés de dépôt, chaque technique ayant ses avantages et ses limites.

Nettoyage du verre

Avant de texturer nos lames de verre, il est nécessaire de les nettoyer pour avoir une bonne accroche du PDMS et un état de surface identique préalable à tous les dépôts. Voici le protocole utilisé.

Protocole. Une lame de verre est nettoyée par immersion dans une solution de piranha fraîchement préparée (70/30 (v/v)) d'acide sulfurique concentré (H_2SO_4) et de peroxyde d'hydrogène (H_2O_2) pendant 30 minutes à $50^\circ C$. Une fois la solution décantée, les substrats sont rincés abondamment avec de l'eau déminéralisée. Les substrats nettoyés sont séchés sous un jet d'azote gazeux pur (N_2) puis ils sont nettoyés avec un plasma en atmosphère oxydante pendant 6 minutes juste avant le dépôt. Le processus de nettoyage fournit des lames de verre propres, avec une surface oxydée principalement composée de groupements $Si - OH$.

Moulage

Pour réaliser des revêtements d'épaisseur allant de $500\mu m$ à plusieurs centimètres, nous avons utilisé une technique de moulage décrite de façon schématique en figure 3.3.

Protocole. Deux plaques de verre sont serrées en intercalant un espaceur composé d'un matériau inerte chiquement, le polytétrafluoroéthylène (appellation commerciale : téflon). Puis le mélange PDMS encore liquide est versé entre les deux plaques de verre. L'ensemble est serré par des pinces. Le PDMS est laissé à réticuler à température ambiante pendant 7

CHAPITRE 3. INFLUENCE DE L'ÉPAISSEUR

jours. Une fois réticulé, une des plaques de verre est pelée délicatement, mettant à l'air la surface utilisée ensuite en frottement. C'est cette étape de démoulage qui n'est plus possible à réaliser pour des épaisseurs inférieures à $500\mu m$ environ.

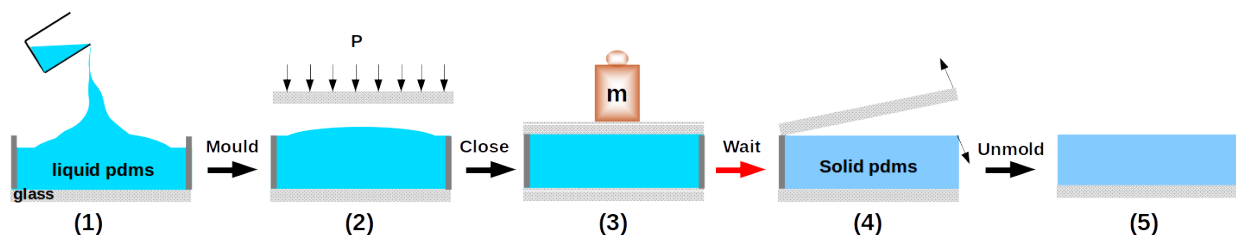


FIGURE 3.3 – Schéma des différentes étapes de préparations des revêtements épais ($e > 500\mu m$) par moulage. (1) Remplissage du moule. (2) Plaquage des surfaces. (3) Réticulation du PDMS. (4) Ouverture du moule. (5) Retrait de l'espaceur.

Spin-Coating

Une autre technique de préparation des surfaces, pour des épaisseurs allant de $10\mu m$ à $500\mu m$, consiste à étaler du PDMS par force centrifuge via une tournette (*spin-coater*) sur une lame de verre (figure 3.4). Les épaisseurs supérieures à typiquement $500\mu m$ ne sont pas accessibles par cette méthode, ce qui justifie l'utilisation du procédé de moulage dans ces cas. Les surfaces préparées de cette façon sont réticulées à l'air libre.

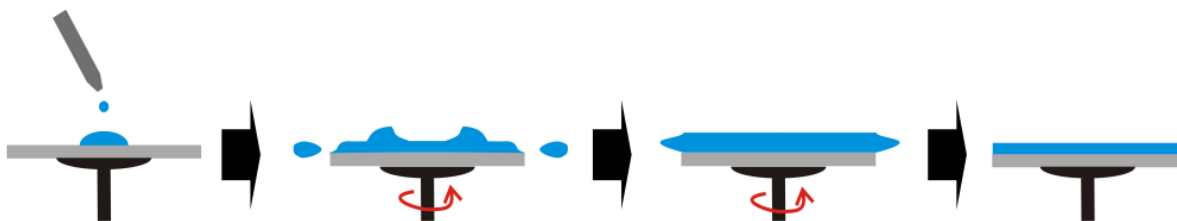


FIGURE 3.4 – Schémas des différentes étapes de préparation des échantillons d'épaisseurs micrométriques par *spin-coating*. De gauche à droite : dépôt, accélération s'accompagnant de l'éjection d'une grande partie du volume excédentaire, réduction progressive de l'épaisseur au cours de la rotation stationnaire, arrêt fixant l'épaisseur finale.

Protocole. Différentes concentrations de mélange Sylgard 184 dilué dans du toluène sont passées à travers un microfiltre pour éliminer toutes les impuretés. Puis elles sont déposées et étalées par spin-coating à 2000 tours par minute (rpm) pendant 30s, sur une lame de verre de microscope préalablement nettoyée. Le film est réticulé à $130^{\circ}C$ pendant 4h. Les différents substrats sont ensuite séchés à l'azote.

3.2. EXPÉRIENCE

Greffage moléculaire

Pour s'approcher de la limite d'un revêtement d'épaisseur nulle, nous avons préparé des substrats revêtus d'une couche de molécules de PDMS greffées à la surface du verre. L'hypothèse faite est que la nature des interactions chimiques (PDMS-PDMS) sera inchangée par rapport aux revêtements réticulés, mais cette fois avec une épaisseur quasi-nulle. Cette épaisseur a été mesurée par ellipsométrie à $11 \pm 1nm$, de l'ordre de grandeur du rayon de giration des molécules utilisées [72] (environ $10nm$). Pour aller dans le sens d'une plus grande similitude entre surfaces réticulées et greffées, ces dernières ont été préparées de façon à avoir, non pas une brosse de polymères, mais des molécules dites pseudo-adsorbées. Les molécules sont greffées de façon covalente à l'une de leurs extrémités, mais peuvent s'adsorber à d'autres endroits de la surface, à des points d'ancrage (voir figure 3.5). Cette conformation des molécules leur laisse une mobilité et une orientation vis-à-vis de la surface antagoniste de contact similaires à celles existant à la surface d'un élastomère réticulé. Ces substrats ont été réalisés par nos collaborateurs polyméristes du Laboratoire Ingénierie des Matériaux Polymères (IMP, UMR-5223).

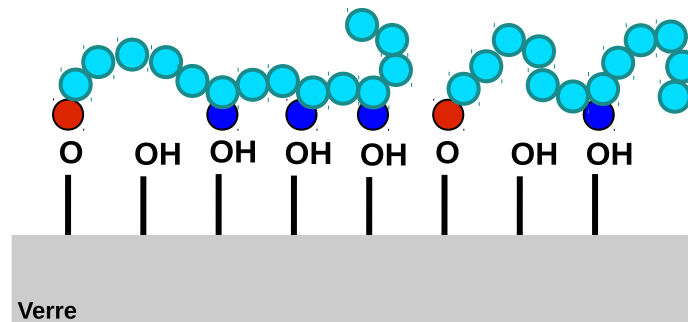


FIGURE 3.5 – Schéma d'une surface revêtue par des molécules de PDMS pseudo-adsorbées. Les disques rouges représentent les points de greffage. Les disques bleus les points d'ancrage (d'adsorption).

Protocole. Synthèse des films moléculaires de PDMS pseudo-adsorbés. Une solution de $100mg.ml^{-1}$ de chaînes de PDMS de $139kg.mol^{-1}$ dans du toluène est passé à travers un microfiltre pour éliminer toutes les impuretés. Puis elle est déposée et étalée par *spin-coating* à 2000 rpm pendant 30s sur une lame de microscope préalablement nettoyée. Le film est ensuite chauffé à $130^{\circ}C$ pendant 4h sur une plaque chauffante, puis rincé dans du toluène pendant 2h pour enlever les chaînes non-greffées. Le film est enfin séché à l'azote.

3.3 Résultats

3.3.1 Les interfaces lisses

Dans cette section, nous allons commencer par présenter les résultats pour les interfaces de contact sphère-plan lisses, avec des épaisseurs de revêtement variables. La figure 3.6 représente les résultats obtenus pour une sélection de différentes épaisseurs de revêtements et, pour chacune, pour différentes forces normales. Pour chaque substrat, la force de frottement statique F_s (valeur du pic statique) est trouvée directement proportionnelle à l'aire de contact réelle prise au même instant, A_s^R . Ceci est cohérent avec les résultats obtenus au chapitre 2, et permet de définir une contrainte de cisaillement critique de mise en glissement, σ_s . La valeur de σ_s est obtenue directement, comme la pente d'un ajustement linéaire passant par l'origine (voir figure 3.6).

On remarque sur la figure 3.6 que σ_s semble présenter une augmentation systématique avec l'épaisseur e du revêtement. Cette évolution est mieux représentée en figure 3.7, où l'on trace σ_s en fonction de e , pour toutes les expériences réalisées. Deux régimes sont alors apparents. Aux faibles épaisseurs, σ_s augmente rapidement avec l'épaisseur, d'une valeur minimale de $0,074 \pm 0,008 MPa$ pour une épaisseur nanométrique jusqu'à environ $0,2 MPa$ lorsqu'on s'approche d'une épaisseur millimétrique. Aux épaisseurs supérieures, jusqu'au maximum testé de $1 cm$, σ_s prend une valeur essentiellement constante, égale à $0,22 \pm 0,05 MPa$. Notons que la valeur obtenue dans le cas du PDMS pseudo-adsorbé est identique avec celle trouvée sur le même type de contact et pour la même vitesse de chargement par Cohen et al [73].

3.3.2 Les interfaces multi-contacts

Nous avons vu un effet de l'épaisseur sur le frottement de mono-contacts sphère-plan. Maintenant, on se pose la même question pour des surfaces rugueuses plan-plan. La contrainte de cisaillement critique varie-t-elle également en fonction de l'épaisseur du dépôt pour des interfaces multi-contact ? Pour répondre à cette question, nous avons réalisé les mêmes expériences pour des surfaces rugueuses planes, tout en utilisant les mêmes substrats revêtus de PDMS que pour les expériences sur les interfaces lisses.

Les mesures de l'aire de contact réelle pour les surfaces rugueuses sont réalisées de la même façon que pour l'étude sur les variations d'aire du chapitre précédent. La force tangentielle et l'aire de contact réelle sont mesurées pendant le cisaillement, seules les valeurs au pic de frottement statique sont évaluées ici pour les différentes épaisseurs de dépôt. Étant donné que les expériences sur les surfaces rugueuses sont plus difficiles à réaliser que celles pour des contacts lisses, le nombre d'expériences réalisées est inférieur à celui des interfaces lisses.

L'analyse des résultats nous a indiqué que le comportement des multi-contacts vis-à-vis des variations d'épaisseur est qualitativement identique à celui observé pour les mono-contacts. La figure 3.8 montre la valeur de la contrainte de cisaillement critique de mise en glissement, σ_s , en fonction de l'épaisseur e du revêtement, pour une interface rugueuse. Cette fois encore, σ_s est minimale pour une couche nanométrique de PDMS pseudo-adsorbé. Pour des épaisseurs allant jusqu'à la centaine de micromètres, la contrainte de cisaillement augmente avec

3.3. RÉSULTATS

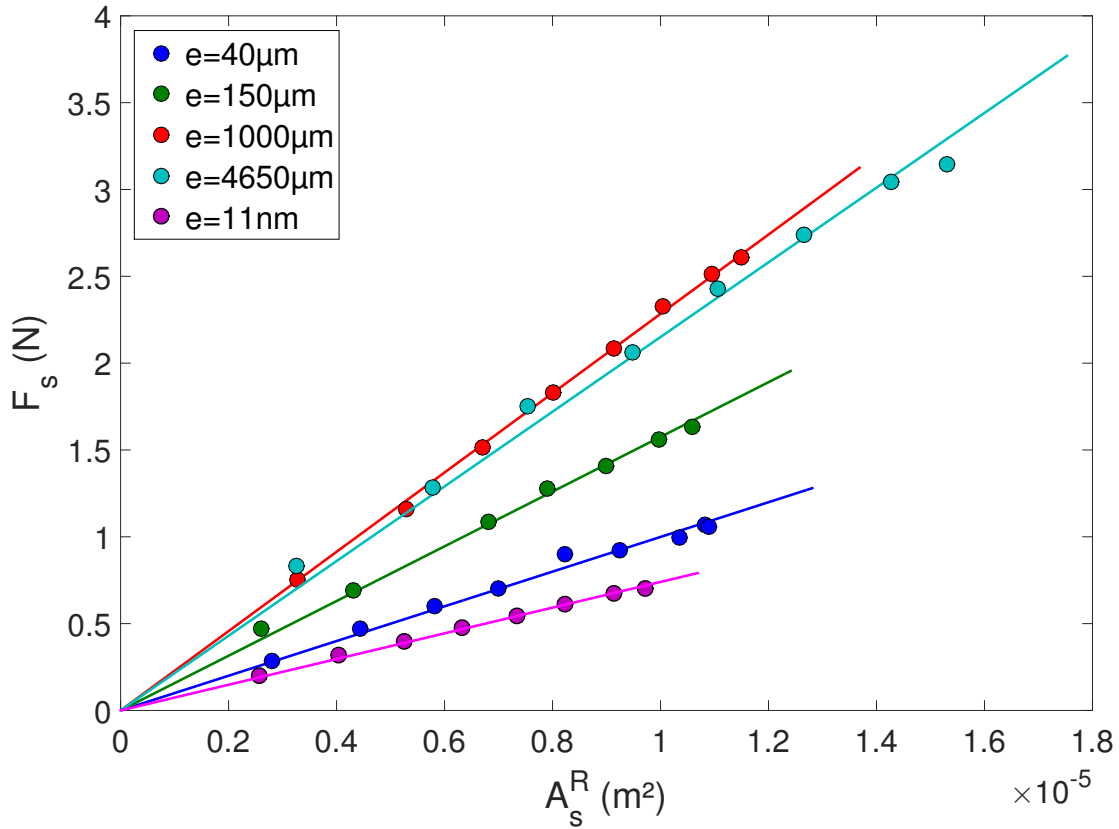


FIGURE 3.6 – Force de frottement statique F_s en fonction de l’aire de contact réelle correspondante, A_s^R , pour différents contacts sphère-plan lisses sur des revêtements d’épaisseur e différentes (voir légende) et pour différentes forces normales entre 0,2 et 2,5N. Lignes : ajustement linéaire passant par l’origine pour chaque épaisseur. La valeur de la contrainte de cisaillement critique de mise en glissement, σ_s correspond à la pente de ces lignes.

l’épaisseur du dépôt. Au delà, la valeur de la contrainte de cisaillement devient stable. Notons que, comme au chapitre précédent, les valeurs trouvées pour σ_s sont systématiquement un peu plus élevées pour les multi-contacts que pour les mono-contacts, toutes choses étant égales par ailleurs.

Pris dans leur ensemble, les résultats des figures 3.7 et 3.8 suggèrent que la contrainte de cisaillement critique de mise en glissement, σ_s , n’est pas, comme souvent considéré, une constante pour une couple de matériaux en contact. On voit en effet que cette valeur peut varier jusqu’à un facteur trois, pour un même couple de matériaux (PDMS-PDMS) et pour une même vitesse, lorsqu’on change l’épaisseur d’un des deux solides déformables en contact.

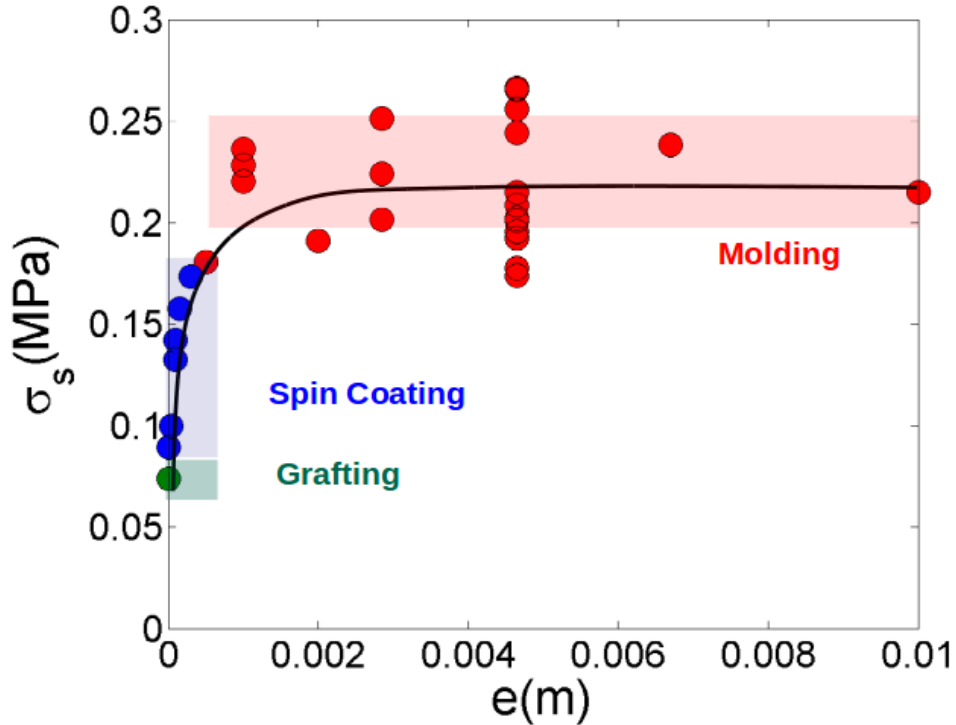


FIGURE 3.7 – Valeur de la contrainte de cisaillement critique de mise en glissement σ_s en fonction de l'épaisseur e du revêtement, pour des contacts sphère-plan lisses. La ligne noire sert à guider le regard. Les zones colorées correspondent aux différentes méthodes de préparation des revêtements.

3.4 Discussion

3.4.1 Adimensionnement des données

Les expériences sur les contacts lisses et sur les contact rugueux indiquent toutes deux des valeurs de la contrainte de cisaillement σ_s qui varient avec l'épaisseur du revêtement. Quantitativement, un point notable est le fait que la transition entre les régimes faible épaisseur (σ_s augmente avec e) et forte épaisseur (σ_s est stable) des figures 3.7 et 3.8 ne se produit pas à la même épaisseur critique dans les mono- et les multi-contacts. Elle a lieu pour des épaisseurs de l'ordre du millimètre dans le premier cas et de l'ordre de $100\mu m$ dans le second cas. Dans les deux cas, il semble donc que l'épaisseur critique soit de l'ordre de grandeur du rayon de contact moyen de l'interface : environ $50\mu m$ pour les micro-contacts formant les multi-contacts, environ 1 mm pour les mono-contacts (figure 3.9).

Il est donc naturel de re-tracer les données de contrainte de cisaillement critique des figures 3.7 et figure 3.8 en utilisant le paramètre adimensionné $\frac{e}{a}$. L'épaisseur du revêtement e

3.4. DISCUSSION

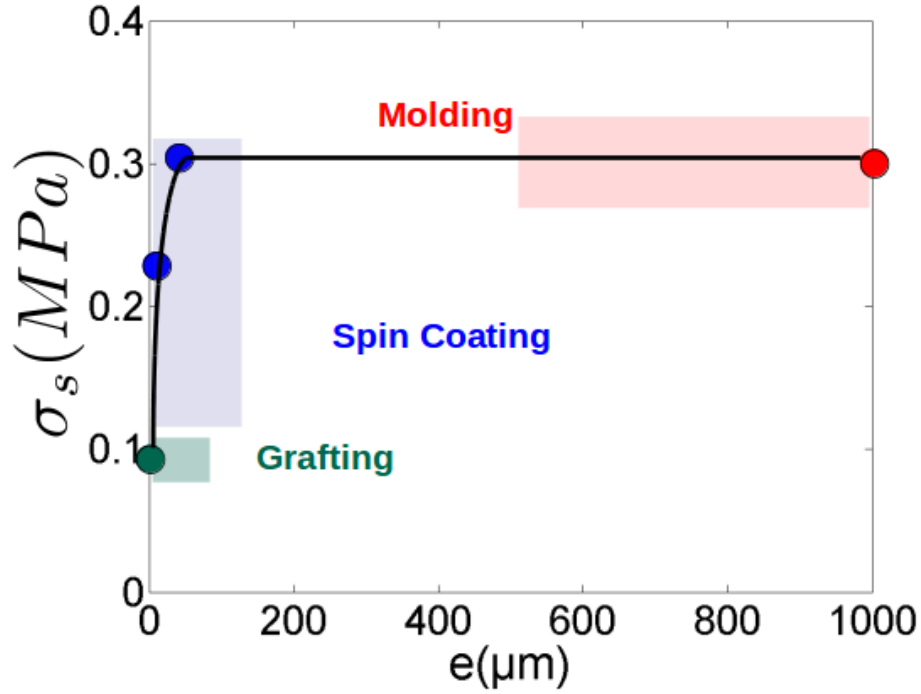


FIGURE 3.8 – Valeur de la contrainte de cisaillement critique de mise en glissement σ_s en fonction de l'épaisseur e du revêtement, pour des multi-contacts sur une surface rugueuse de rugosité rms $26\mu\text{m}$. La ligne noire sert à guider le regard. Les zones colorées correspondent aux différentes méthodes de préparation des revêtements.

est divisée par le rayon de contact moyen a , qui varie en fonction de la force normale appliquée P . Pour les mono-contacts nous définissons a par $a = \sqrt{\frac{A_s^R}{\pi}}$. Pour les multi-contacts, le rayon est défini en assimilant chaque micro-contact individuel à un contact circulaire. Il est ainsi possible de calculer un rayon de contact effectif de la même façon à partir de l'aire réelle $A_{s_i}^R$ de chaque microcontact i .

Notons que, comme a dépend de la charge normale appliquée, les données mesurées dans une même expérience, c'est-à-dire pour une même épaisseur e mais des forces normales P différentes, correspondent à autant de points différents, alors qu'ils ne correspondaient qu'à un seul point dans les figures 3.7 et 3.8. En conséquence, la contrainte de cisaillement critique de mise en glissement ne peut plus être la valeur des pentes de la figure 3.6 par exemple, mais devra être estimée point par point. Pour chaque expérience, on l'estime donc directement par le rapport $\frac{F_s}{A_s^R}$. Cette grandeur est ensuite adimensionnée par la valeur σ_∞ prise par σ_s sur les plateaux à grande épaisseur des figures 3.7 et 3.8.

La figure 3.10 montre l'ensemble des données obtenues, dans un graphe de $\frac{F_s}{A_s^R}$ en fonction de $\frac{e}{a}$. On constate que tous les points, qu'ils correspondent aux mono- ou multi-contacts, se superposent sur la même courbe maîtresse. On retrouve un régime faible épaisseur où la

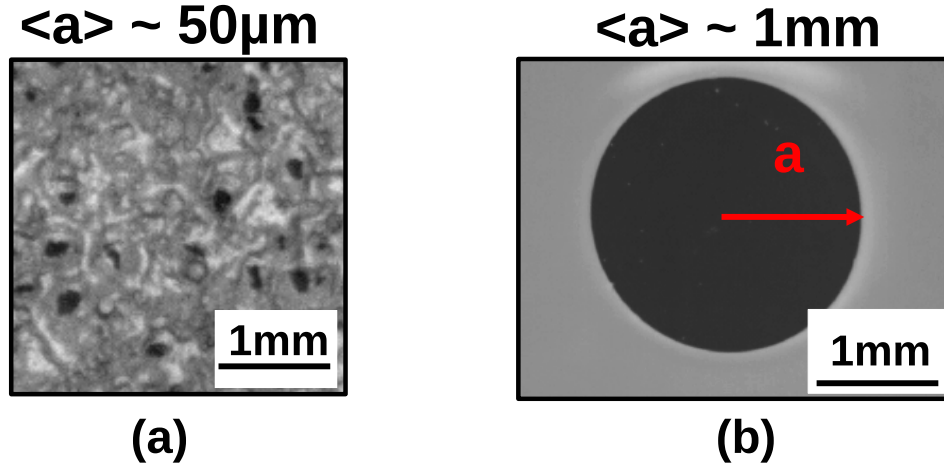


FIGURE 3.9 – Images typiques de multi- (a) et mono-contacts (b). (a) Rayon moyen d'un micro-contact dans un contact rugueux $\sim 50\mu m$. (b) Rayon de contact moyen d'un mono-contact $\sim 1mm$.

contrainte de frottement statique augmente puis un régime forte épaisseur où cette contrainte est constante, avec une transition à des épaisseurs telles que $\frac{\varepsilon}{a} \sim 1$. Cela suggère que des phénomènes probablement similaires contrôlent la contrainte de frottement statique, mais à des échelles différentes associées à la structure géométrique du contact.

3.4.2 Approche énergétique de la dissipation

Description du modèle

Afin d'interpréter les données de la figure 3.10, on peut utiliser une approche énergétique et faire des hypothèses quant à la dissipation de l'énergie dans le système en frottement, à la manière de modèles de la littérature (voir par exemple [74, 75]). Deux sources de dissipation sont envisagées dans notre système : nous admettons que l'énergie dissipée lors du frottement est la somme d'une dissipation proche de l'interface de contact [3, 76] et d'une dissipation en volume des corps en contact [3, 77]. On peut alors écrire le bilan énergétique suivant :

$$dW = dE_{surface} + dE_{volume}, \quad (3.1)$$

avec dW un travail infinitésimal fourni au système par un opérateur extérieur.

La contribution surfacique est l'ingrédient le plus naturel généralement invoqué pour interpréter la loi $F = \sigma A^R$. La force tangentielle dépend de l'aire de contact réelle A^R lors du frottement. Cet effet surfacique correspond au frottement dit adhésif. Le rôle de l'adhésion est dissipatif dans le contact [78, 76, 77].

3.4. DISCUSSION

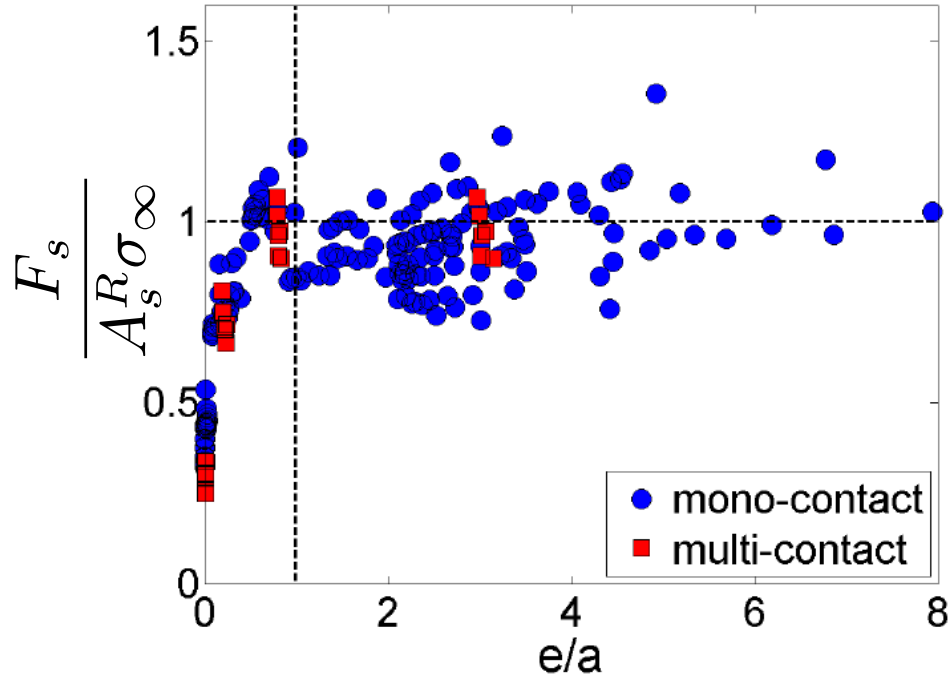


FIGURE 3.10 – Contrainte de cisaillement critique de mise en glissement adimensionnée $\frac{F_s}{A_s^R \sigma_\infty}$ en fonction de l'épaisseur du revêtement adimensionnée $\frac{e}{a}$, pour des mono-contacts (bleu) et des multi-contacts (rouge).

La contribution volumique est ici probablement liée à des pertes viscoélastiques dans la région déformée de l'élastomère [79]. Ces pertes sont attendues à dépendre du taux de déformation du matériau, et donc de la vitesse de chargement du contact. Dans ce contexte, la pertinence de cette contribution dans notre cas est suggérée par des expériences complémentaires dans lesquelles nous avons fait varier la vitesse imposée sur deux ordres de grandeurs (entre 0,01 et $1\text{mm}\cdot\text{s}^{-1}$). Dans ces expériences de contact lisse, la contrainte de frottement statique augmente typiquement de 50% lorsque la vitesse est multipliée par 100 (figure 3.11).

Formulation explicite

Afin de simplifier l'analyse, considérons le glissement stationnaire d'une sphère en élastomère sur un revêtement en élastomère d'épaisseur e , avec une aire de contact réelle A^R et un rayon de contact a correspondant (figure 3.12). Considérons un glissement infinitésimal du . Le travail correspondant effectué par l'opérateur est $F \cdot du$ en équation (3.2), avec F la force de frottement et σ la contrainte de cisaillement critique recherchée.

$$F \cdot du = \sigma A^R \cdot du \quad (3.2)$$

A l'équilibre quasi-statique, ce travail est compensé par la somme des énergies surfacique

CHAPITRE 3. INFLUENCE DE L'ÉPAISSEUR

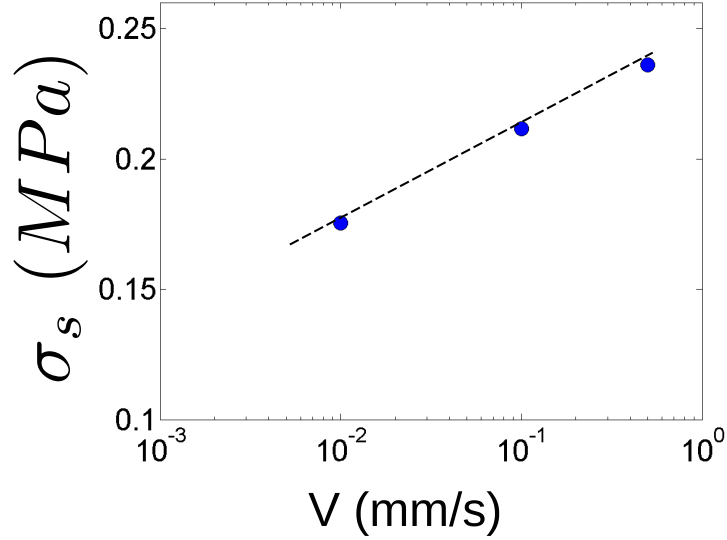


FIGURE 3.11 – Contrainte de cisaillement critique de mise en glissement σ_s en fonction de la vitesse de mise en charge, V , pour un mono-contact lisse, une épaisseur de revêtement $e = 4,6\text{mm}$ et une force normale $P = 1,1\text{N}$.

et volumique dissipées (équation (3.1)), dont l'expression va dépendre du régime (épais/fin). Commençons par l'énergie surfacique :

$$dE_{surface} \sim A^R \sigma_0 \cdot du, \quad (3.3)$$

avec σ_0 la valeur de σ lorsque l'épaisseur e s'annule, c'est-à-dire lorsque la contribution volumique devient négligeable et qu'il ne reste que la contribution surfacique. Dans l'équation (3.3), toute la surface A^R contribue à la dissipation, car il a fallu rompre toutes les liaisons moléculaires interfaciales pour avancer de du .

Passons à la contribution volumique, dont l'expression va varier selon le régime d'épaisseur (figure 3.12). Nous supposons que la dissipation volumique est directement proportionnelle au volume déformé par le contact.

Dans le régime des petites épaisseurs, $e \ll a$, le volume déformé varie comme $A^R e$, de sorte que le volume nouvellement déformé (à l'avant) lorsque le contact avance de du varie comme :

$$dE_{volume} \sim ae \cdot du \sim A^{R^{1/2}} e \cdot du \quad (3.4)$$

Notons que le volume qui s'est déchargé (à l'arrière) varie de la même manière, une contribution qui ne change donc que la valeur du pré-facteur (encore non spécifié ici) dans l'équation (3.4). Plus l'épaisseur du dépôt est grande, plus le volume disponible pour se déformer

3.4. DISCUSSION

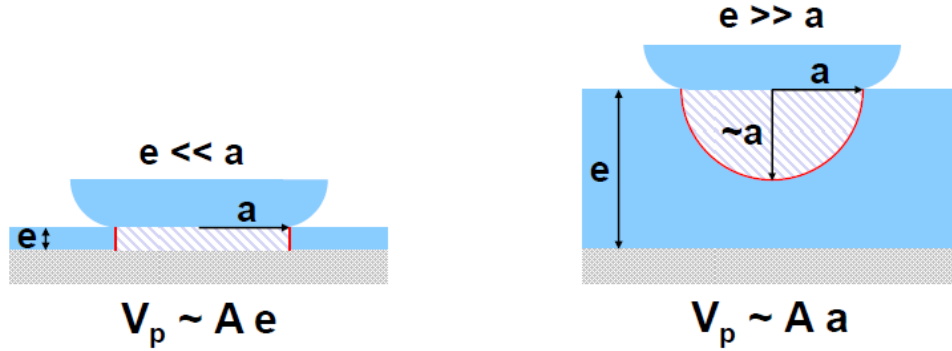


FIGURE 3.12 – Schémas du modèle pour les deux régimes limites correspondant à une petite épaisseur (à gauche) et à une grande épaisseur (à droite). Les zones hachurées correspondent aux régions où la plupart de la déformation se produit, de volume V_p .

est important et donc plus dE_{volume} augmente.

Dans le régime des grandes épaisseurs $e \gg a$, le volume déformé varie comme a^3 . Le volume nouvellement déformé varie donc comme $a^2 \cdot du$ et on obtient :

$$dE_{vol} \sim a^2 \cdot du \sim A^R \cdot du \quad (3.5)$$

Pour finir, si l'on combine les équations (3.2) à (3.5) dans le bilan énergétique (équation (3.1)), on obtient directement une expression pour la force de frottement. Dans le régime $e \ll a$ on a :

$$F \sim A^R \sigma_0 + \beta \sqrt{\pi} A^{R\frac{1}{2}} e, \quad (3.6)$$

avec β une constante quantifiant l'énergie dissipée par unité de volume déformé du matériau.

Dans le régime $e \gg a$, on a en revanche :

$$F \sim A^R \sigma_0 + A^R \beta', \quad (3.7)$$

avec β' l'énergie dissipée par unité de volume déformé du matériau dans le régime grandes épaisseurs. β et β' correspondent au même coefficient de dissipation volumique d'énergie, mais multiplié par différents pré-facteurs numériques en raison de la différence entre les géométries des volumes qui dissipent dans les deux régimes limites.

Notons que sous notre hypothèse de glissement stationnaire, la déformation dans la sphère est sans importance car elle est constante dans le temps, et ne varie donc pas lorsque le déplacement est augmenté de du .

L'expression de la contrainte de cisaillement critique suit, en divisant F par A^R . Pour $e \ll a$ on a :

$$\sigma = \sigma_0 + \beta \frac{e}{a}, \quad (3.8)$$

CHAPITRE 3. INFLUENCE DE L'ÉPAISSEUR

tandis que pour $e \gg a$ on obtient :

$$\sigma = \sigma_0 + \beta' \quad (3.9)$$

Les équations (3.8) et (3.9) sont qualitativement en accord avec la figure 3.10 : une contrainte qui croît de façon affine avec $\frac{e}{a}$ aux faibles épaisseurs, mais qui devient constante aux fortes épaisseurs.

Comparaison avec les données expérimentales

Pour tester plus quantitativement le modèle, on a considéré deux sous-populations des points de la figure 3.10. En ne gardant que les points tels que $\frac{e}{a} < 0,25$ (régime faible épaisseur), la figure 3.13a montre la différence $F_s - A_s^R \sigma_0$ tracée en fonction de $e \cdot A_s^{R\frac{1}{2}}$.

Les données sont ajustées linéairement par les pointillés rouges, dont la pente correspond au facteur β de l'équation (3.6). Les données prises dans leur ensemble tendent à suivre la droite ajustée. Si on regarde de plus près cependant, il semble y avoir des groupes de données qui suivent des « sous-droites ». Cette observation pourrait provenir d'une dépendance de β en fonction du taux de cisaillement, comme attendu pour une dissipation volumique d'origine viscoélastique. A vitesse d'entraînement de la sphère donnée, le taux de cisaillement augmente lorsque e diminue. L'augmentation de la pente des « sous-droites » lorsque e devient plus faible est donc qualitativement en accord avec l'augmentation de la dissipation globale du système avec la vitesse d'entraînement observée sur la figure 3.11.

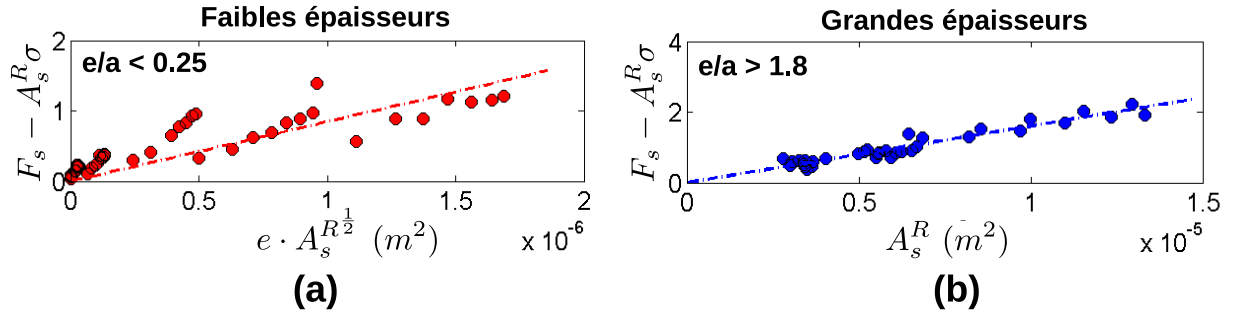


FIGURE 3.13 – Test des scalings du modèle sur les données expérimentales. $F_s - A_s^R \sigma_0$ en fonction de : (a) $e \cdot A_s^{R\frac{1}{2}}$ pour les faibles épaisseurs soit un ratio $\frac{e}{a} < 0,25$, (b) A_s^R pour les grandes épaisseurs soit un ratio $\frac{e}{a} > 1,8$. Lignes pointillées : ajustement linéaire des données, donnant les valeurs $\beta = (1,6 \pm 0,1) \cdot 10^5 \text{ J.m}^{-3}$ et $\beta' = (8 \pm 2) \cdot 10^5 \text{ J.m}^{-3}$.

Les données en régime grandes épaisseurs, c'est-à-dire celles pour un ratio $\frac{e}{a} > 1,8$, sont tracées en figure 3.13b. La différence $F_s - A_s^R \sigma_0$ est représentée en fonction de A_s^R , et la pente de la droite correspond donc au facteur β' de l'équation (3.7). La droite en pointillés bleus représente un très bon ajustement linéaire de ces données.

3.5. CONCLUSION

Nous pouvons donc conclure que notre modèle capture correctement les variations en termes de lois d'échelles du ratio épaisseur de dépôt sur rayon de contact $\frac{e}{a}$. Les paramètres β et β' semblent à présent les paramètres pertinents à étudier pour tester plus finement le modèle et ainsi comprendre plus en détails les mécanismes physiques qui contrôlent la valeur de la contrainte de cisaillement critique dans les revêtements élastomères.

3.5 Conclusion

Les équations (3.6) et (3.7) suggèrent que la force de frottement n'est proportionnelle à l'aire de contact réelle que dans certains cas spécifiques. Premièrement quand $e = 0$, c'est-à-dire quand aucun volume n'est disponible pour la dissipation. Dans ce cas, on a $\sigma = \sigma_0$. Deuxièmement, dans le régime des grandes épaisseurs e , lorsque les contributions surfaciques et volumiques sont toutes deux proportionnelles à A . Ces observations suggèrent que la contrainte de cisaillement critique n'est pas un concept bien défini, malgré le grand nombre de travaux qui en font usage. Notons que les interfaces de contact étudiées au chapitre 2 correspondent bien au cas où σ_s est définie.

Il est conceptuellement envisageable de varier la charge normale P du contact dans une gamme assez large pour que la taille du contact a passe d'un régime ($a \ll e$) à un régime ($a \gg e$) dans le même système. Dans ce cas, on s'attendrait à un comportement non linéaire de F_s avec A_s^R au passage de la transition. En pratique, dans des expériences non dédiées à l'étude de cet effet, il n'est pas simple d'atteindre ces conditions expérimentales en raison de la difficulté de contrôler la force normale P sur plusieurs ordres de grandeurs, et à la fois de mesurer la force tangentielle F_s et l'aire du contact réel A_s^R , eux aussi sur plusieurs ordres de grandeurs. Cette difficulté pratique peut expliquer pourquoi les expériences de la littérature sur des contacts revêtus donnent des résultats qui sont compatibles avec l'existence d'une valeur de la contrainte de cisaillement unique.

Dans notre expérience, c'est la variation systématique de l'épaisseur de revêtement e sur plusieurs ordres de grandeur qui nous a permis de caractériser pour la première fois le changement systématique de la valeur de la contrainte de cisaillement critique σ_s quand l'épaisseur e varie, dans le cas des élastomères. La contrainte de cisaillement critique σ_s est contrôlée par le ratio $\frac{e}{a}$. L'épaisseur e est pilotable par la géométrie du système, et le rayon de contact a par la force normale et la rugosité. Nos résultats ouvrent donc des perspectives intéressantes pour piloter la valeur de σ_s en choisissant bien la géométrie et l'état de surface des corps en contact frottant.

Chapitre 4

Effet des conditions de chargement sur le frottement statique

Sommaire

4.1	Introduction	91
4.1.1	Le modèle de Scheibert et Dysthe (SD)	92
4.1.2	Comment comparer mesures et prédictions?	95
4.2	Méthode de mesure du champ de déplacement	96
4.2.1	Description de la méthode	97
4.2.2	Les artefacts en corrélation d'image	101
4.2.3	Méthode de suppression des artefacts	102
4.2.4	Illustration et validation de la méthode	106
4.2.5	Validation	110
4.3	Résultats	110
4.3.1	Évolution du champ d'aire de contact réel	112
4.3.2	Évolution du champ de déplacement	115
4.3.3	Fronts de glissement	118
4.4	Conclusion	124

4.1 Introduction

Dans les chapitres précédents, nous avons étudié la mise en glissement de différents types d'interfaces élastomères, sans se soucier du développement spatial de la rupture glissante de l'interface. Or, comme évoqué en introduction générale, il est maintenant reconnu que la mise en glissement d'interfaces étendues ne se fait pas de façon homogène, mais via la nucléation et la propagation d'un front de glissement, qui sépare une zone ayant déjà commencé à glisser d'une zone encore collée. Diverses expériences de la littérature ont montré que le lieu de la

4.1. INTRODUCTION

nucléation, la direction et la vitesse de propagation, et *in fine* la force de frottement statique associée dépendent finement de la façon dont l'interface est mise en charge.

Dans la série d'expériences menées dans le groupe de J. Fineberg, un patin rectangulaire rugueux est pressé sur une surface plane rugueuse puis chargé tangentiellement en poussant quasi-ponctuellement sur le côté du patin [15, 17]. Dans ces conditions, de façon robuste, ils ont observé que les fronts de glissement (fronts impliquant l'intégralité de l'interface, mais aussi les fronts précurseurs ne traversant qu'une fraction de l'interface) nucléent à l'arrière du patin, à proximité du point de poussée. La variation de la hauteur d'application du point de poussée par rapport à l'interface de contact influe sur le nombre de fronts précurseurs préalables au glissement macroscopique [17]. Simultanément à l'augmentation de la force tangentielle, le champ d'aire de contact réelle devient asymétrique, avec une réduction à l'arrière du contact et une augmentation à l'avant. Dans une série d'expériences sur un système voisin, le groupe de K. Nakano à Yokohama a observé qu'appliquer un chargement normal asymétrique sur l'interface influe également sur la série des précurseurs au glissement [80].

Au final, la dynamique spatio-temporelle de la mise en glissement semble dépendre non seulement de la nature des solides en contact, mais également de la manière dont les efforts extérieurs se transmettent à l'interface en des champs de pression et de cisaillement hétérogènes. Pour rationaliser ces résultats, en 2010, J. Scheibert et D.K. Dysthe ont proposé un modèle simplifié permettant de reproduire qualitativement ces résultats de la littérature [22]. La géométrie du modèle étant différente de celles des expériences, aucune comparaison quantitative n'a pour l'instant été proposée. C'est l'objet du présent chapitre. Nous allons dans la suite de cette introduction présenter rapidement les ingrédients du modèle, ses principaux résultats, puis nous discuterons de quelles grandeurs peuvent être comparées de manière directe et quantitative.

4.1.1 Le modèle de Scheibert et Dysthe (SD)

Le système considéré dans le modèle SD [22] est représenté à la figure 4.1. Un patin linéaire élastique de fort rapport d'aspect (fable épaisseur t , grande longueur L) est fixé par le haut sur un objet rigide et mis en contact par le bas contre un plan rigide. Il est soumis à une force normale N répartie de façon symétrique et à une force tangentielle F croissante appliquée par la gauche à une hauteur H de l'interface de contact. On suppose une évolution quasi-statique du système. La position le long de l'interface est repérée par la coordonnée x , prise entre $-\frac{L}{2}$ (côté gauche) et $\frac{L}{2}$ (côté droit). Dans [22], l'interface était supposée suivre localement une loi de frottement d'Amontons-Coulomb, avec deux coefficients de frottement statique et cinématique. Dans ce chapitre, nous allons simplifier l'analyse en ne considérant qu'un seul coefficient de frottement local (entre les contraintes) μ .

Champ de pression

Le point de départ du modèle est la définition de la forme du champ de pression $p(x)$ à l'interface. Au départ, ce champ est homogène de valeur $p_0 = \frac{N}{wL}$, avec w la largeur de l'interface dans la direction orthogonale au chargement. Lorsqu'une force tangentielle F s'ajoute,

CHAPITRE 4. EFFET DES CONDITIONS DE CHARGEMENT

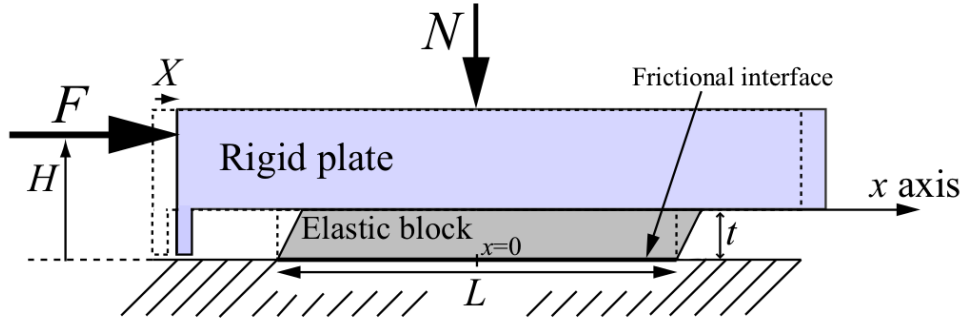


FIGURE 4.1 – Figure extraite de [22]. Schéma de la géométrie du système considéré dans le modèle SD. X correspond au déplacement imposé au corps rigide supérieur.

le champ de pression devient asymétrique pour compenser le couple $F.H$ appliqué :

$$p = \frac{N}{wL} + \frac{12H}{wL^3}Fx \quad (4.1)$$

La figure 4.2 montre l'évolution typique du champ de pression lors du cisaillement. On constate que, selon le signe de H (positif lorsqu'on applique la force du côté de l'interface où se trouve le patin, négatif sinon), l'asymétrie du champ de pression change de sens. Pour $H > 0$, la pression est relâchée à l'arrière du patin. Pour $H < 0$, elle croît cette fois à l'arrière. Ce comportement va influencer l'évolution du glissement le long de l'interface.

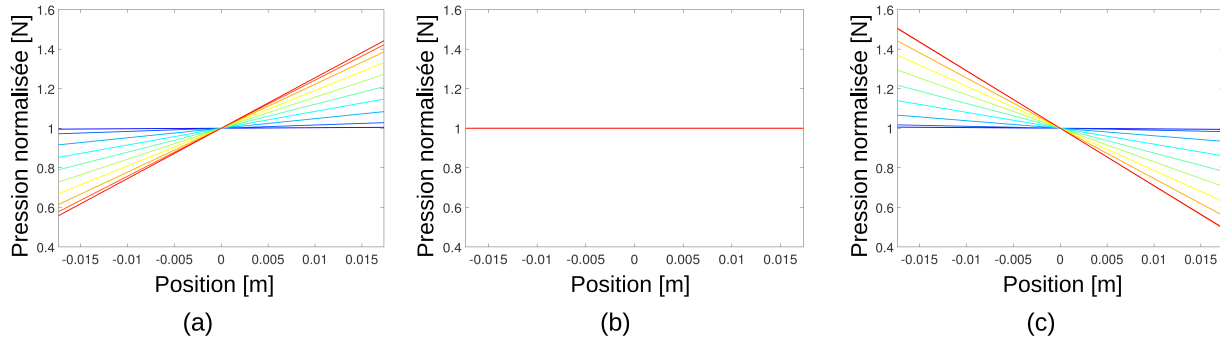


FIGURE 4.2 – Évolution du champ de pression normalisé, $\frac{p}{p_0}$, dans le modèle SD pour une force tangentielle appliquée croissante (couleurs de bleu vers rouge). Le modèle a été appliqué pour des ensembles de paramètres utilisés dans les expériences qui seront décrites dans la suite de ce chapitre : $L = 34,7mm$, $w = 19,8mm$, $N = 3,1N$. (a) $H = +2mm$, $\mu = 1,28$. (b) $H = 0mm$, $\mu = 1,38$. (c) $H = -2,5mm$, $\mu = 1,17$.

4.1. INTRODUCTION

Champ de cisaillement

Lors du cisaillement de l'interface, en raison de la nature rigide du bloc sur lequel le corps élastique est fixé, le champ de cisaillement $\sigma(x)$ ¹ est supposé croître de façon homogène le long de l'interface. Cependant, cette croissance homogène ne peut pas continuer indéfiniment. Lorsque pour la première fois un point de l'interface vérifie le critère de glissement local $\sigma = \mu p$, le point correspondant commence à glisser. Cet événement se produit pour une force tangentielle notée F_{nucl} . Dans le cas où $H > 0$, ce point se trouve forcément à l'arrière du contact, en $x = -\frac{L}{2}$. Lorsque le cisaillement continue d'augmenter, de plus en plus de points de l'interface satisfont le critère de glissement, définissant ainsi une zone glissante sur un intervalle fini à l'arrière du contact. A l'avant, l'interface est toujours collée. La frontière entre ces deux zones définit le front de glissement. Nous noterons sa position X .

Dans la zone de glissement ($-\frac{L}{2} < x < X$), sous l'hypothèse d'une loi de frottement d'Amontons-Coulomb, le champ de contrainte σ est simplement donné par $\sigma = \mu p$:

$$\sigma = \frac{\mu N}{wL} + \frac{12\mu H}{wL^3}Fx, \quad (4.2)$$

avec μ le coefficient de frottement.

Dans la zone collée ($X < x < \frac{L}{2}$), nous avons toujours un champ de cisaillement constant que nous noterons σ_{plat} , et que nous avons besoin de calculer en fonction de X . Les deux équations nécessaires sont les suivantes :

Premièrement, la continuité du champ de cisaillement en X impose :

$$\sigma_{plat} = \frac{\mu N}{wL} + \frac{12\mu H}{wL^3}FX \quad (4.3)$$

Deuxièmement, la valeur de la force tangentielle F est l'intégrale du champ de contrainte.

$$F = \int_{-\frac{L}{2}}^X \frac{\mu N}{wL}w \cdot dx + \int_{-\frac{L}{2}}^X \frac{12\mu H}{wL^3}Fwx \cdot dx + \sigma_{plat}w \left(\frac{L}{2} - X \right),$$

soit :

$$F = \mu \frac{N}{L} \left(X + \frac{L}{2} \right) + \frac{12\mu HF}{L^3} \left(\frac{X^2}{2} - \frac{L^2}{8} \right) + \sigma_{plat}w \left(\frac{L}{2} - X \right) \quad (4.4)$$

En combinant les équations (4.3) et (4.4) nous avons :

$$F = \mu N - \frac{3\mu HF}{2L} + 6\frac{\mu HFX}{L^2} - 6\frac{\mu HFX^2}{L^3}, \quad (4.5)$$

qui peut être réécrit comme un polynôme du second ordre en X

$$\left(\frac{X}{L} \right)^2 - \frac{X}{L} + \frac{1}{4} + \frac{L}{6\mu H} - \frac{NL}{6HF} = 0, \quad (4.6)$$

1. attention, ne pas confondre la contrainte de cisaillement σ utilisée ici avec la contrainte de cisaillement critique de glissement étudiée aux chapitres 2 et 3.

CHAPITRE 4. EFFET DES CONDITIONS DE CHARGEMENT

et dont la solution est :

$$\frac{X}{L} = \frac{1 - \sqrt{\frac{2L}{3H\mu} \left(\frac{\mu N}{F} - 1 \right)}}{2} \quad (4.7)$$

Cette solution satisfait le cas limite suivant. Lorsque $F = \mu N$, c'est-à-dire quand le glissement macroscopique commence, nous avons $\frac{X}{L} = \frac{1}{2}$, ce qui correspond bien au front venant de traverser la totalité de l'interface.

Notons ensuite que le front n'existe pas pour toute valeur de F . La force tangentielle F_{nucl} définie quand le front nucléé sur le côté gauche de l'interface vérifie $\frac{\mu N}{wL} - \frac{6\mu H}{wL^2} F = \frac{F}{wL}$, c'est-à-dire $F_{nucl} = \frac{\mu N}{1 + \frac{6\mu H}{L}}$.

Finalement la contrainte dans la zone collée est :

$$\sigma_{plat} = \frac{\mu N}{wL} + \frac{6\mu H}{wL^2} F \left(1 - \sqrt{\frac{2L}{3H\mu} \left(\frac{\mu N}{F} - 1 \right)} \right) \quad (4.8)$$

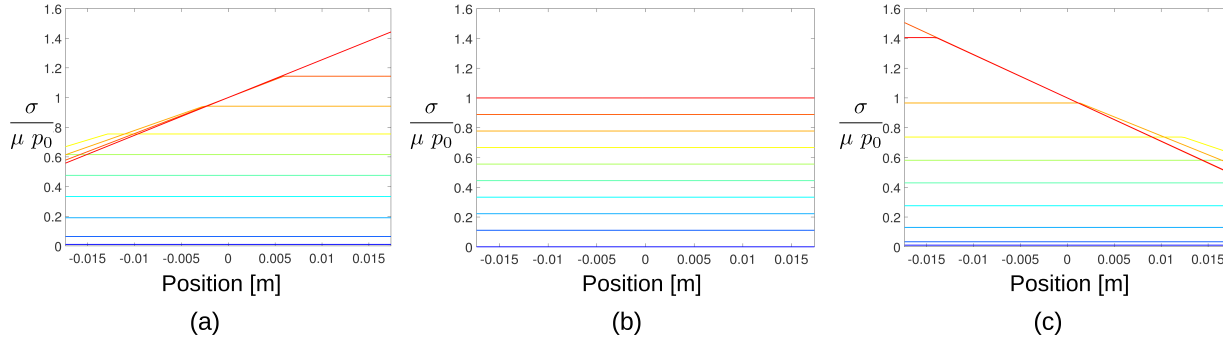


FIGURE 4.3 – Évolution du champ de contrainte de cisaillement normalisée $\frac{\sigma}{\mu p_0}$ dans le modèle SD pour une force tangentielle appliquée croissante (couleurs de bleu vers rouge). Mêmes paramètres qu'en figure 4.2 : $L = 34,7mm$, $w = 19,8mm$, $N = 3,1N$. (a) $H = +2mm$, $\mu = 1,28$. (b) $H = 0mm$, $\mu = 1,38$. (c) $H = -2,5mm$, $\mu = 1,17$.

La figure 4.3 montre l'évolution du champ de la contrainte de cisaillement, $\sigma(x)$ pour les mêmes paramètres que dans la figure 4.2. Tant que $F < F_{nucl}$, le champ est homogène car toute l'interface est encore collée. Au delà, la zone glissante est décrite par un champ affine, tel que $\sigma(x) = \mu p(x)$. La zone glissante se situe à l'arrière du contact si $H > 0$ (figure 4.3a), et à l'avant si $H < 0$ (figure 4.3b).

4.1.2 Comment comparer mesures et prédictions ?

Le modèle SD prédit l'évolution, au cours du chargement de l'interface, des champs de pression et de contrainte de cisaillement. Cependant, ces grandeurs de contrainte ne sont pas

4.2. MÉTHODE DE MESURE DU CHAMP DE DÉPLACEMENT

directement accessibles expérimentalement. Il nous faut donc identifier d'autres grandeurs qui puissent elles être comparées aux expériences.

Une grandeur directement influencée par la pression est l'aire de contact réelle A^R , comme évoqué au chapitre 2. Bowden et Tabor [27] ou Greenwood et Williamson [35] ont proposé des modèles suggérant que A_R est directement proportionnelle à la force normale appliquée à une interface multi-contact. Il est donc tentant de proposer que cette relation est également valable localement, en termes de champ. On aurait alors $A_R(x, y) = \beta p(x, y)$ en tout point (x, y) d'une interface. Notons que cette relation doit être comprise à une échelle mésoscopique englobant suffisamment de micro-contacts, de telle façon que le concept de pression puisse être utilisé. L'aire de contact locale sera ainsi comprise comme la fraction de l'aire de contact totale correspondant à une zone de même taille. Une telle approche a été utilisée récemment avec succès sur des multi-contacts sphère-plan sous force normale [30]. Dans notre expérience, au vu de la figure 4.2, on pourrait donc s'attendre à mesurer un champ d'aire de contact réelle qui soit affine, avec une pente croissante au fur et à mesure du cisaillement. C'est ce que nous testerons dans la section 4.3 de ce chapitre.

Quant au champ de cisaillement, la grandeur la plus proche est le champ de déplacement dans le plan de l'interface. Ce type de grandeur peut en effet être mesuré par une méthode de corrélation entre images successives du contact au cours du cisaillement. L'idée est d'utiliser les fluctuations spatiales d'intensité des pixels sur les images du contact (figure 1.6) et de s'en servir comme traceurs du déplacement de la surface élastomère. Là encore, ce type de méthode a été utilisé récemment avec succès pour analyser la mise en glissement de multi-contacts sphère-plan [10]. Nous verrons, dans la suite de ce chapitre, en détails la méthode de corrélation d'images utilisée, puis nous verrons comment extraire la raideur nécessaire pour comparer contraintes du modèle et déplacements mesurés.

4.2 Méthode de mesure du champ de déplacement

Depuis une vingtaine d'années, les techniques de mesure par corrélation n'ont cessé de se développer dans des domaines différents [81, 82]. Elles sont largement utilisées dans les sciences de la mécanique des fluides où l'on suit des grandeurs du système par incorporation de corps étrangers dans l'écoulement du fluide [83, 84, 85, 86, 87]. La plupart du temps, l'incorporation de particules est essentielle pour pouvoir mesurer indirectement l'évolution du système, comme le champs de vitesse. Le nom générique de ces techniques est Vélométrie par Images de Particules (PIV). En général, de grands déplacements sont mesurés en mécanique des fluides. Lorsque ces techniques sont appliquées en mécanique des matériaux où les champs de déformation des solides sont faibles, on parle de Corrélation d'Image Digitale (DIC). La seule différence entre PIV et DIC réside dans les ordres de grandeur des déplacements mesurés, plusieurs pixels de caméra en PIV, contre quelques pixels voir des fractions de pixels pour les techniques de DIC. Les algorithmes sont donc optimisés en conséquence dans chaque cas.

L'essor des techniques de suivi optique est en partie relié à la généralisation des caméras numériques dans les années 1990 à un prix abordable avec des performances ne cessant

CHAPITRE 4. EFFET DES CONDITIONS DE CHARGEMENT

de s'améliorer. Les images acquises sont déjà numérisées par la caméra ce qui simplifie le traitement des données et leur stockage. En parallèle, l'augmentation de la puissance de calcul disponible dans les centres de recherche, dû à la généralisation des ordinateurs et à une amélioration des processeurs, permet de traiter un grand nombre d'images numériques en quelques minutes contre plusieurs heures auparavant.

Toutes les techniques de suivi optique nécessitent un système fournissant les images de bases à analyser. Le montage expérimental utilisé dans cette thèse est décrit dans le chapitre 1.

4.2.1 Description de la méthode

Maintenant, intéressons nous au traitement des images obtenues. Le but est d'obtenir une mesure de la variation des propriétés locales du système. Il est donc nécessaire d'avoir deux images prises à des instants différents du système, à l'instant initial t et l'instant d'après $t + dt$. Ensuite, pour obtenir les propriétés locales, il nous faut diviser l'image en sous images, appelées imagettes ou imagettes de corrélations. Tout ces éléments sont visibles dans la figure 4.4. Dans cette figure 4.4, extraite d'une expérience de mécanique des fluides décrite dans le livre [87], les points blancs représentent les motifs que nous voulons suivre. Le fond noir représente le fluide, transparent et invisible pour la caméra. Remarquons que les imagettes ont la même taille entre deux images, condition nécessaire pour les analyses qui vont suivre.

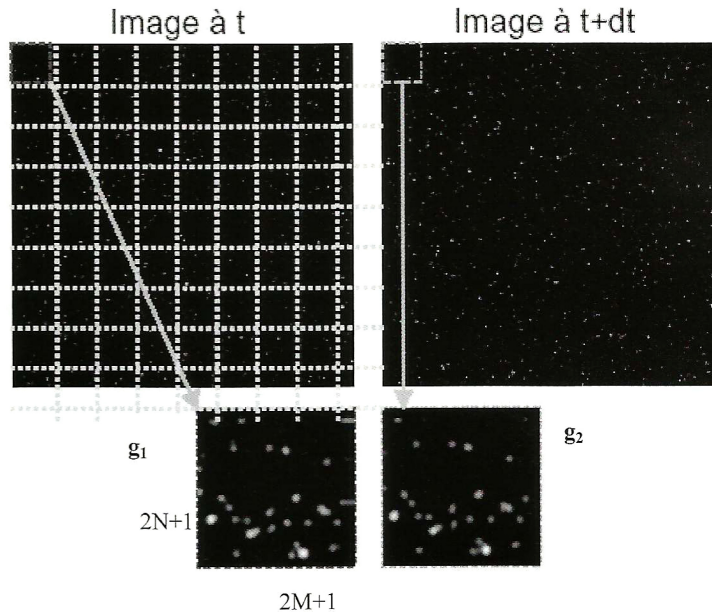


FIGURE 4.4 – Figure extraite de [87]. Découpage en imagettes de corrélation des images initiale (t) et finale ($t + dt$).

Maintenant, regardons plus en détails les informations que contiennent les imagettes. Une imagette est composée de plusieurs pixels. Chaque pixel à une valeur différente qui dépend

4.2. MÉTHODE DE MESURE DU CHAMP DE DÉPLACEMENT

de l'intensité lumineuse que reçoit le capteur de la caméra et du processus de numérisation, qui ne sera pas décrit car il n'est pas l'objet d'étude de cette section. Les valeurs des pixels de l'imagette donnent des informations sur la composition du motif, valeur intrinsèque à l'imagette. Si on prend deux imagettes de la même sous zone dans deux images à des instants différents, en plus de la composition du motif, nous pouvons obtenir des informations sur l'évolution comme la variation d'intensité, sa position, son déplacement, sa déformation, ... Ce sont ces informations obtenues par comparaison qui nous intéressent et qui font la force des techniques d'analyse d'image par corrélation.

Le principe d'une mesure par corrélation est de rechercher la transformation entre les deux imagettes qui génère deux images les plus corrélées possibles. Dans la version la plus simple, la transformation appliquée entre les deux images est une translation et le résultat de la mesure est appelé fonction de corrélation ou inter-corrélation (figure 4.5).

Les figures 4.5a et 4.5b représentent la valeur des pixels des deux imagettes que l'on veut comparer, en vue trois dimensions où la hauteur est proportionnelle à la valeur des pixels. La fonction de corrélation revient à calculer une matrice donnant la valeur de la corrélation (produit pixel à pixel des images) pour toutes les translations possibles entre les deux imagettes.

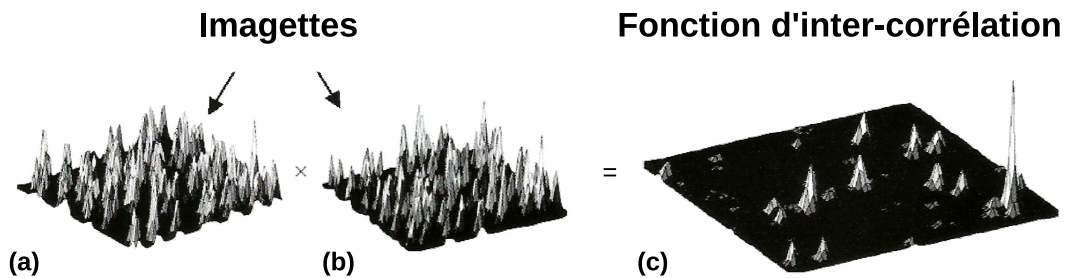


FIGURE 4.5 – Figure extraite de [87]. Principe de calcul de la fonction d'inter-corrélation de deux imagettes.

En général, pour calculer la fonction de corrélation plus rapidement, on multiplie (produit hermitien dans lequel le deuxième terme est conjugué) les valeurs des matrices correspondant aux imagettes dans l'espace de Fourier. Puis on applique la transformée de Fourier inverse au résultat obtenu pour obtenir la fonction de corrélation dans l'espace réel.

Pour éviter les problèmes de bords, on peut étendre les imagettes en ajoutant des valeurs nulles (contour de zero). Si l'on considère des petits déplacements uniquement, le problème des bords peut être négligé.

Les étapes de cette méthode sont représentées en figure 4.6. et listées ci-dessous.

1. On applique une transformée de Fourier aux imagettes
2. On multiplie la première transformée par le conjugué de la deuxième
3. On applique une transformée de Fourier inverse au produit précédent

CHAPITRE 4. EFFET DES CONDITIONS DE CHARGEMENT

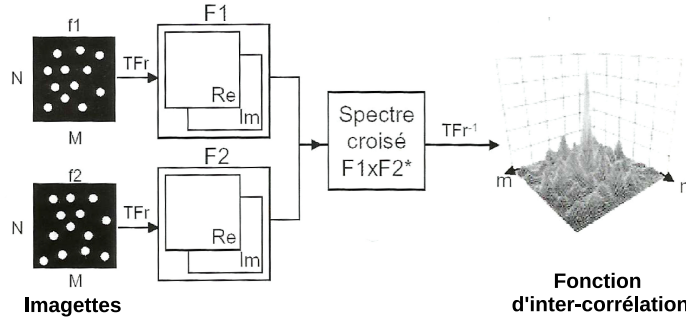


FIGURE 4.6 – Figure modifiée extraite de [87]. Étapes de corrélation des imagerie, le résultat nous donne la fonction d’inter-corrélation des imagerie.

On obtient ainsi la fonction d’inter-corrélation des imagerie, dernière étape de la figure 4.6.

Maintenant, intéressons-nous à la composition de la fonction de corrélation et plus particulièrement aux pics de corrélation. Le résultat nous donne plusieurs pics, qui indiquent une forte ressemblance entre les pixels des deux imagerie. Le fait d’avoir plusieurs valeurs de translation qui produisent une bonne superposition entre les deux imagerie de corrélation de deux imagerie est visible en figure 4.7a, plusieurs pics sont visibles pour un même motif. Le schéma de ces pics est visible en figure 4.7b.

On remarque que l’un des pics est nettement plus marqué que les autres. Ce pic noté R_p est le pic principal qui indique la meilleure superposition possible entre les imagerie. D’autres pics moins marqués, notés R_f , correspondent à d’autres superpositions moins bonnes entre les deux images. Enfin les pics R_c correspondent à du bruit aléatoire sur le capteur. Dans de bonnes conditions d’acquisition d’image, ces pics sont d’amplitude négligeable. Chaque pic a une origine physique différente.

Pour que le pic qui porte l’information soit fiable, il faut que le pic R_p soit supérieur à l’amplitude des pics R_c et R_f . C’est le processus de validation du pic. Une fois le pic validé, nous pouvons nous concentrer sur l’extraction d’une grandeur physique, le déplacement du motif entre les deux imagerie, caractérisé par la fonction de corrélation.

La position du maximum de la fonction de corrélation, endroit où la probabilité de trouver le motif est maximale, donne la valeur du déplacement avec une précision au pixel près, figure 4.8a. Cette méthode limite la précision de la mesure car seuls des déplacements de pixel entier peuvent être mesurés. Pour augmenter la précision et se servir de toutes les informations de la fonction de corrélation, il est possible d’interpoler le déplacement du motif en ajustant une fonction d’interpolation sur le sommet du pic principal de la fonction de corrélation, figure 4.8b. Ceci permet de mesurer des déplacements avec une précision inférieure au pixel en utilisant la forme de la fonction de corrélation autour du pic principal (la ligne sur la figure 4.8b).

Bien que des méthodes d’interpolation permettent de définir le déplacement du motif avec une précision sub-pixel, des artefacts de mesure apparaissent dans la valeur du déplacement mesuré [88, 89]. Un de ces artefacts est présenté en figure 4.9, qui présente la courbe de

4.2. MÉTHODE DE MESURE DU CHAMP DE DÉPLACEMENT

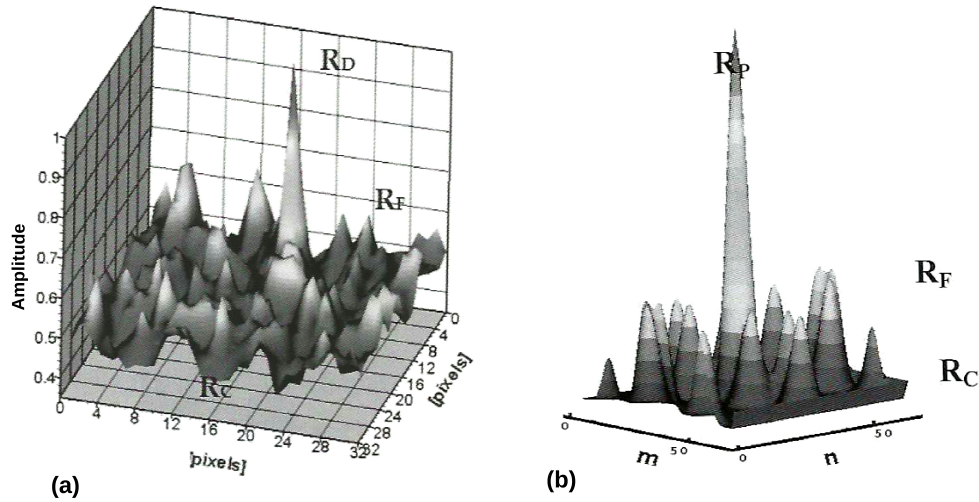


FIGURE 4.7 – (a) Pics de corrélation obtenus par corrélation de deux imagerie. (b) Schéma de la composition des pics ce corrélation. R_p le pic principal, R_f les pics secondaires, R_c les pics dus au bruit.

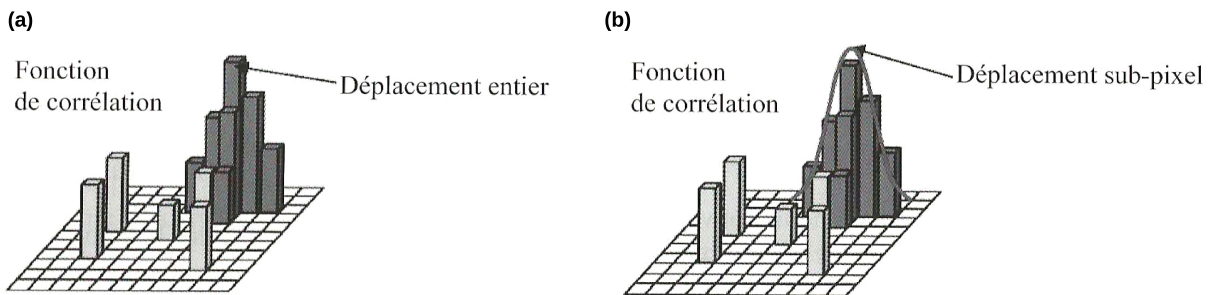


FIGURE 4.8 – Figure extraite de [87]. Principe de l'approximation sub-pixel. (a) La position du maximum du pic de la fonction de corrélation donne une valeur du déplacement au pixel près. (b) Interpoler le maximum de la fonction de corrélation en se servant de tout le pic de corrélation permet de mesurer le déplacement avec une précision sub-pixel.

déplacement mesuré en fonction du déplacement réel. La ligne verte représente la mesure idéale donnant exactement le déplacement réel mesuré, les lignes en bleu et en orange sont les déplacements mesurés par différentes techniques de corrélation. La différence entre le déplacement réel et mesuré est notamment dû au choix de la fonction d'interpolation du pic principal de corrélation.

Des méthodes qui permettent d'améliorer la mesure du déplacement avec une précision sub-pixel et qui permettent d'atténuer l'effet des principaux artefacts sont présentées dans la sous-partie 4.2.2.

CHAPITRE 4. EFFET DES CONDITIONS DE CHARGEMENT

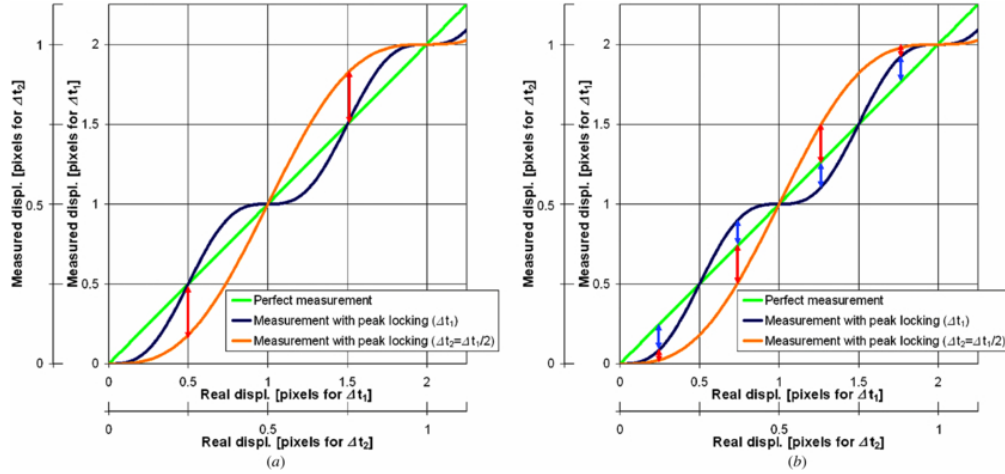


FIGURE 4.9 – Figure extraite de [88]. La ligne verte représente le déplacement réel du système, les lignes en bleu et en orange sont les déplacements mesurés par différentes techniques de corrélation. La différence entre le déplacement réel et mesuré est notamment dû au choix de la fonction d’interpolation du pic principal de corrélation.

4.2.2 Les artefacts en corrélation d’image

La précision de l’estimation du déplacement des objets dans l’image par Corrélation d’Image Digitale (DIC) dépend de la maîtrise ou de l’élimination d’un certain nombre de sources d’erreurs connues [90, 89]. Les trois principales causes d’erreurs sont :

1. La sous résolution de l’échantillonnage optique des objets de l’image [90].
2. La présence d’un gradient de vitesse dans les sous-zones corrélées.
3. L’interpolation inexacte du maximum du pic de corrélation au niveau sub-pixel [89].
4. La taille finie des fenêtres de corrélation.

Dans cette section, nous allons nous intéresser à la dernière source d’erreur, connue sous le nom de « verrouillage de pixel ». Ce phénomène donne l’impression que les déplacements tendent vers des valeurs privilégiées proches des valeurs entières de pixel. Ceci est dû à la quantification de l’espace imposée par le capteur d’image. Nous passons d’un monde continu (réel) à un monde discret via les pixels de la camera. Quand une image est « pixel-verrouillée », le déplacement de l’objet est biaisé et tend à prendre une valeur entière de pixel, voir figure 4.9. Le verrouillage de pixel est une erreur intrinsèque à la corrélation des images qui est due à une résolution insuffisante de la détermination du déplacement des objets de l’image à un niveau sub-pixel. Des méthodes numériques permettent d’atténuer ce phénomène et de le rendre négligeable par rapport aux valeurs physiques du phénomène observé. Elles sont nommées génériquement méthode de détection sub-pixel.

Plus le motif à traquer est petit, plus le verrouillage de pixel est présent. Ceci est dû à la taille de la fonction de corrélation qui est liée à la résolution du pic principal de corrélation.

4.2. MÉTHODE DE MESURE DU CHAMP DE DÉPLACEMENT

Ceci influe sur la précision avec laquelle nous pouvons interpoler le maximum du pic principal de corrélation.

4.2.3 Méthode de suppression des artefacts

Nous expliquons ici l'origine du verrouillage de pixel en s'appuyant sur l'article : *Optimal sub-pixel interpolation*, T. Roesgen, Experiments in fluids, Vol 35, pp. 253-256, 2003 [89].

Principe de la mesure du champ de déplacement par inter-corrélation

Soient deux images I_1 et I_2 correspondant à deux images d'un phénomène variable à deux instants successifs. On veut estimer les deux composantes du champ de déplacement des pixels de ces images (flot optique) sur une grille régulière de points de mesure.

Autour de chaque point de mesure, on définit une fenêtre d'interrogation de taille prédéterminée (par exemple $M \times N$ pixels). Si on note w_1 et w_2 deux imageries de corrélation issues des deux images, on recherche le déplacement optimal permettant de mettre les deux fenêtres en correspondance, ce qui revient à calculer le maximum de la fonction d'inter-corrélation définie par :

$$c(m, n) = \sum_{p=0}^{M-1} \sum_{q=0}^{N-1} w_1(p, q) w_2(p + m, q + n)$$

Les composantes du vecteur déplacement sont données par le couple (m_0, n_0) maximisant la fonction $c(m, n)$:

$$(m_0, n_0) = \arg \max_{(m, n)} c(m, n)$$

Le calcul de la fonction c peut se faire dans le domaine de Fourier. La transformée de Fourier 2D discrète $\hat{W}(k, l)$ d'une fonction $w(m, n)$ est définie par :

$$\hat{W}(k, l) = \sum_{N=0}^{N-1} \sum_{M=0}^{M-1} w(m, n) e^{-j2\pi(\frac{mk}{M} + \frac{nl}{N})}$$

La transformée de Fourier de la fonction d'inter-corrélation est donc :

$$\hat{C}(k, l) = \hat{W}_1(k, l) \hat{W}_2^*(k, l) \quad (4.9)$$

Interpolation du pic de corrélation

Pour obtenir une meilleure précision sur le déplacement entre les deux sous-fenêtres, on peut réaliser une interpolation du pic de corrélation et rechercher le maximum de corrélation sur une grille d'échantillonnage plus fine. Les approches les plus courantes utilisent une approximation parabolique ou gaussienne du pic au voisinage du maximum.

CHAPITRE 4. EFFET DES CONDITIONS DE CHARGEMENT

Si l'on note $c(x, y)$ la fonction interpolée, Δ le pas initial d'échantillonnage de la fonction c et $\kappa(x, y)$ le noyau d'interpolation, on a :

$$c(x, y) = \sum_{n=0}^{N-1} \sum_{m=0}^{M-1} c(m, n) \kappa(x - m\Delta, y - n\Delta)$$

Peak locking

Pour étudier l'effet de l'interpolation, nous allons développer les calculs en dimension 1. Soit la fonction de corrélation initiale $c(n)$ échantillonnée sur N échantillons $n = 0, \dots, N - 1$. La transformée de Fourier discrète de c est notée $\hat{C}(k)$ avec :

$$\hat{C}(k) = \sum_{n=0}^{N-1} c(n) e^{-j2\pi \frac{nk}{N}}$$

La figure 4.10 représente la fonction $c(n)$ initiale et son spectre de Fourier $\hat{C}(k)$.

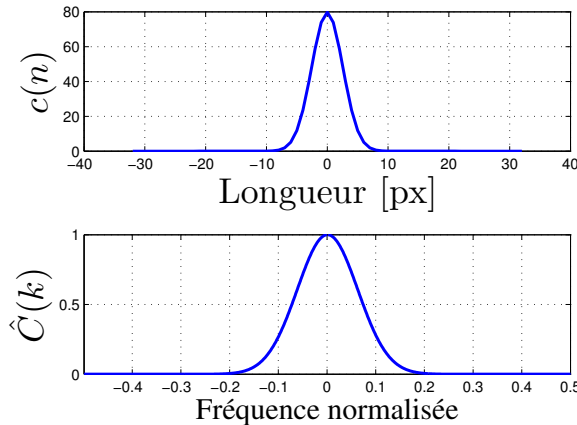


FIGURE 4.10 – Fonction de corrélation $c(n)$ vs longueur [px] pour $n \in [-32, 32]$ (en haut). Module du spectre de Fourier calculé pour $N=1024$ vs fréquence normalisée (en bas).

Si l'on note χ le taux de sur-échantillonnage (entier), l'interpolation revient à calculer les valeurs de la fonction de corrélation sur les échantillons $n' = 0, \dots, \chi N - 1$ pour obtenir le signal sur-échantillonné $c_\chi(n')$ tel que :

$$c_\chi(\chi n) = c(n)$$

Pour calculer les échantillons interpolés, on commence par définir le signal $c_{up}(n')$ en intercalant des échantillons à 0 entre les échantillons initiaux. On a donc :

4.2. MÉTHODE DE MESURE DU CHAMP DE DÉPLACEMENT

$$c_{up}(n') = \begin{cases} c(n) & \text{si } n' = \chi n, \\ 0 & \text{sinon.} \end{cases}$$

On réalise ensuite un lissage par un noyau d'interpolation $\kappa(n)$ pour obtenir le signal interpolé. Par exemple, pour une interpolation linéaire, le noyau est défini par :

$$\kappa_{lin}(n) = \begin{cases} 1 - |n|/\chi & \text{si } |n| \leq \chi, \\ 0 & \text{sinon.} \end{cases}$$

Le signal interpolé est finalement donné par :

$$c_{\chi}(n') = \sum_{n=0}^{N-1} c_{up}(n) \kappa(n' - n)$$

Le spectre de Fourier du signal sur-échantillonné c_{up} peut être déduit du spectre du signal initial en répétant ce spectre χ fois. En effet :

$$\begin{aligned} \hat{C}_{up}(k) &= \sum_{n'=0}^{\chi N-1} c_{up}(n') e^{-j2\pi \frac{n'k}{\chi N}} \\ &= \sum_{n=0}^{N-1} c_{up}(\chi n) e^{-j2\pi \frac{\chi n k}{\chi N}} \\ &= \sum_{n=0}^{N-1} c(n) e^{-j2\pi \frac{nk}{N}} \\ &= \hat{C}(k) \end{aligned}$$

La fonction $\hat{C}(k)$ étant périodique de période N , on observe χ périodes pour $k = 0, \dots, \chi N - 1$ comme le montre la figure 4.11.

La figure 4.12 présente le résultat de l'interpolation et la réponse fréquentielle du filtre κ_{lin} superposée au spectre du signal c_{up} . On constate que le spectre du signal interpolé (produit des deux spectres de la figure 4.12), sera entaché d'une erreur systématique liée à la forme du filtre κ . Ce filtre n'étant pas purement passe bas, les hautes fréquences sont contaminées par les fréquences repliées du signal initial. Ce phénomène est l'origine du biais de « verrouillage de pixel ».

Notons que l'erreur est d'autant plus grande que le signal initial possède beaucoup de hautes fréquences, c'est à dire que les objets utilisés pour la corrélation sont petits.

Interpolation optimale

Pour supprimer l'erreur liée au repliement spectral, le filtre d'interpolation à appliquer doit être un filtre passe-bas pur, c'est à dire que sa réponse impulsionnelle κ_{opt} est une fonction sinus cardinal donnée par :

CHAPITRE 4. EFFET DES CONDITIONS DE CHARGEMENT

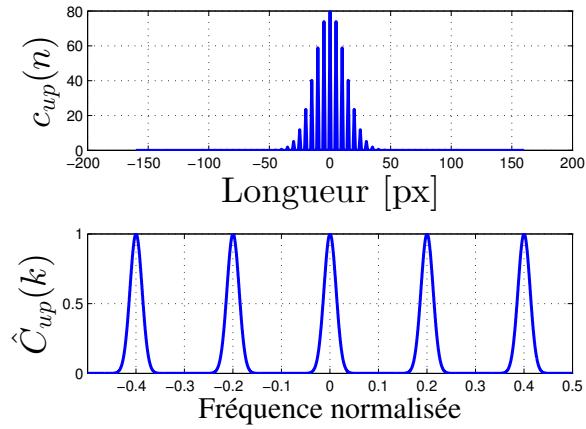


FIGURE 4.11 – Fonction de corrélation après ajouts de 0 vs longueur [px] pour $n \in [-160, 160]$ (en haut). Module du spectre de Fourier calculé pour $N=1024$ vs fréquence normalisée (en bas).

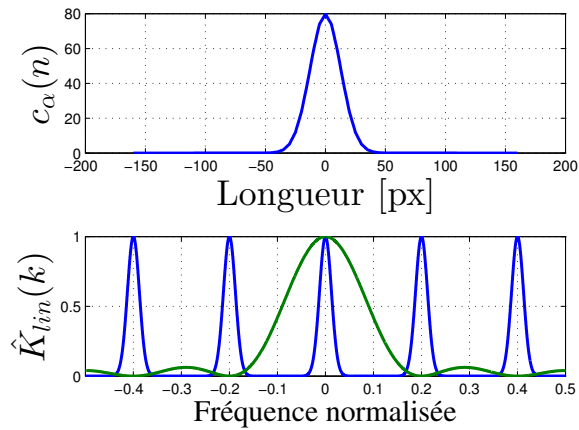


FIGURE 4.12 – Fonction de corrélation interpolée linéairement vs longueur [px] pour $n \in [-160, 160]$. Réponse fréquentielle des deux termes de la fonction interpolée $\hat{C}_{up}(k)$ et $\hat{K}_{lin}(k)$ calculées pour $N = 1024$ vs fréquence normalisée.

4.2. MÉTHODE DE MESURE DU CHAMP DE DÉPLACEMENT

$$\kappa_{opt}(n) = \sin(\pi n/\chi)/(\pi n/\chi)$$

En pratique, comme l'on dispose souvent du spectre de la fonction d'inter-corrélation (équation (4.9)), on peut directement calculer l'interpolation à partir de la transformée de Fourier inverse donnée par la formule (équation (4.10)) :

$$c(x, y) = \frac{1}{NM\Delta^2} \sum_{l=0}^{N-1} \sum_{k=0}^{M-1} \hat{C}(k, l) \exp \left[j2\pi \left(\frac{kx}{M\Delta} + \frac{ly}{N\Delta} \right) \right] \quad (4.10)$$

Notons que dans cette formule, les valeurs de x et de y peuvent être réelles. Nous pouvons donc calculer des valeurs interpolées sur une grille de pixels arbitrairement fine. Ainsi, deux stratégies différentes peuvent être utilisées pour l'interpolation du pic de corrélation :

1. Sur-échantillonner toute l'imagette de corrélation sur une grille plus fine en calculant une transformée de fourier discrète inverse sur toute l'imagette par l'algorithme de la FFT (transformée de fourier rapide).
2. Calculer une interpolation sur un ensemble de points situés autour du pic de corrélation en utilisant pour chaque point la formule (4.10).

Nous reviendrons plus loin sur ces deux stratégies à partir de considérations sur la mémoire et le temps de calcul.

4.2.4 Illustration et validation de la méthode

Dans cette partie, nous allons illustrer le calcul de l'interpolation optimale utilisant la FFT inverse sur une imagette de corrélation. Puis nous allons valider la qualité de l'interpolation en vérifiant que le verrouillage de pixel est bien supprimé.

Le pavage de zéros

Prenons tout d'abord une fonction de corrélation modèle figure 4.13a, simulée par une gaussienne parfaitement contrôlée. Ceci permet de connaître la position exacte du pic de corrélation. Notez qu'il n'y a qu'un seul pic de corrélation. Cette simulation permet de comparer les résultats des algorithmes avec les propriétés vraies du pic simulé, assimilable à une gaussienne. La figure 4.13a représente une vue en deux dimensions de la fonction de corrélation de deux imagettes. Les couleurs représentent la valeur des niveaux gris des pixels de la fonction de corrélation, le fond bleu a une valeur nulle.

La première étape de la méthode [89] est appliquée à cette fonction de corrélation. Cette étape consiste à intercaler un nombre de zéros égal à la précision voulue au niveau du sommet de la fonction de corrélation, le nombre de zéros intercalés est $\chi - 1$.

Le résultat de cette opération est visible en figure 4.13b. La fonction de corrélation, initialement en forme de cercle, ressemble maintenant à un damier régulièrement espacé d'un pixel. Dans cet exemple, un zéro est inséré. Plus le nombre de zéros insérés est grand, plus la résolution est améliorée.

CHAPITRE 4. EFFET DES CONDITIONS DE CHARGEMENT

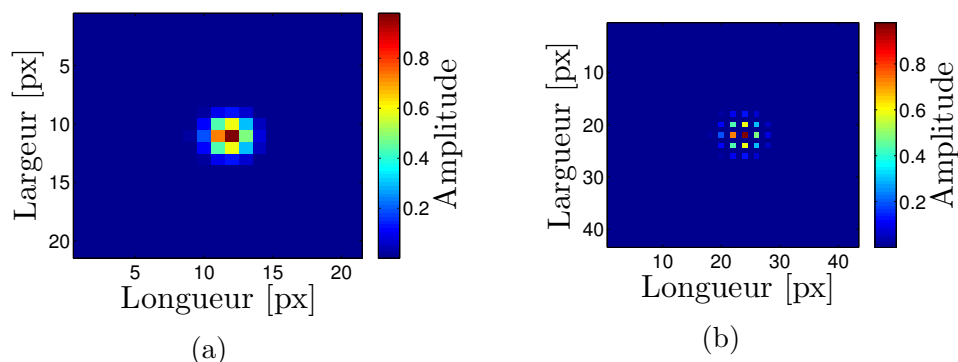


FIGURE 4.13 – (a) La fonction de corrélation initiale, la résolution maximum (1 pixel) est inférieure à la résolution attendue pour cette mesure. (b) La fonction de corrélation initiale avec une intercalation de zéros. Plus nous insérons de zéros plus la résolution est améliorée. Le temps de calcul augmente également de façon significative avec l’ajout des zéros.

La transformée de Fourier - espace réciproque

Ensuite, une transformation de Fourier est appliquée à la fonction de corrélation avec les zéros intercalés figure 4.14a. On obtient ainsi une fonction plus résolue dans l’espace de Fourier que dans le cas sans insertion de zéros. C’est cette transformation qui va permettre de gagner en précision sur la prédiction de la position du pic de corrélation. Nous remarquerons que les zéros qui séparent le pic de corrélation dans l’espace réel n’existent plus dans l’espace de Fourier. Maintenant, nous avons plusieurs composantes visibles en figure 4.14a. Quatre au total : une complète au milieu de la figure 4.14a, 4 demi-composantes sur les bords de la figure, et quatre quarts de composante dans les angles de la figure ($1+2\cdot 4+4\cdot 4 = 1+2+1 = 4$ composantes entières).

Le filtrage

L’étape suivante consiste à appliquer un filtre dans l’espace de Fourier pour ne garder qu’une composante de la fonction de corrélation que nous traiterons par la suite. Il a été vu en sous-section 4.2.3 que c’est la fonction porte, dans l’espace réciproque, qui est la meilleure fonction pour réaliser un filtrage.

La fonction porte est appliquée à la transformée de Fourier de la fonction de corrélation de la figure 4.14a. Le résultat est visible en figure 4.14b. La composante du milieu est isolée « proprement » des autres, le filtrage est optimal.

Notons qu’en pratique, on pourrait directement calculer cette interpolation dans l’espace de Fourier en partant de la transformée de Fourier originale de l’image de corrélation et en ajoutant des zéros pour étendre la fonction à la taille de l’image interpolée.

4.2. MÉTHODE DE MESURE DU CHAMP DE DÉPLACEMENT

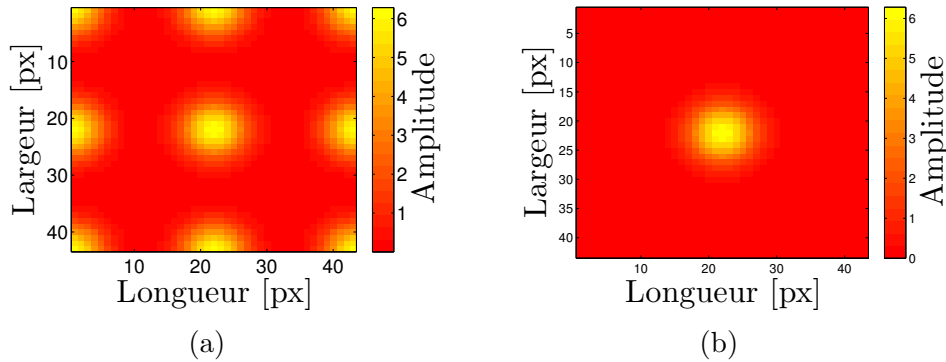


FIGURE 4.14 – (a) La transformée de Fourier de la fonction de corrélation initiale avec une intercalation de zéros. (b) Après application de la fonction porte sur la transformée de Fourier, il ne reste plus qu’une seule composante. Ce filtrage explique la perte d’énergie de la fonction de corrélation.

Résultat de l’interpolation - espace réel

L’étape suivante consiste à appliquer une transformation de Fourier inverse à cette composante spectrale pour revenir dans l’espace réel (figure 4.15a). Maintenant, la fonction de corrélation est mieux résolue comparée à la figure 4.13a. Notons que son maximum n’est plus à 1 comme précédemment. Il y a une « perte d’énergie » lors de la transformation car sur les 4 signaux dans l’espace de Fourier (figure 4.14a) la fonction porte n’en garde qu’un seul (figure 4.14b).

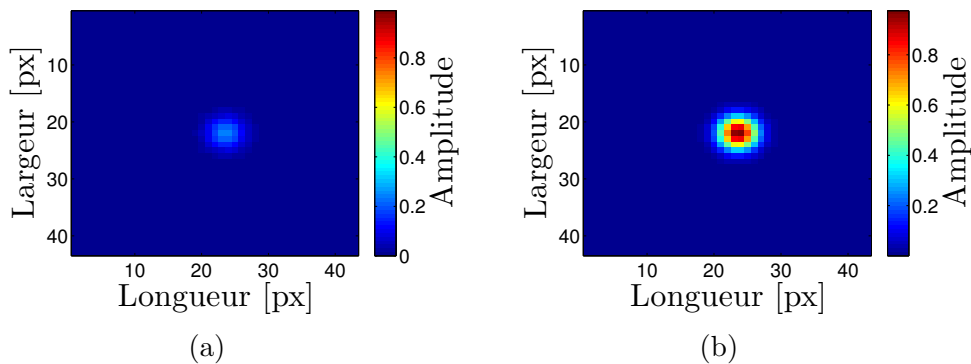


FIGURE 4.15 – (a) Le signal filtré subit une nouvelle transformée de Fourier. La nouvelle fonction de corrélation ainsi obtenue est plus précise mais avec un maximum plus bas. (b) La fonction de corrélation est multipliée par 4 pour compenser la perte du filtrage.

Pour compenser cette perte, la fonction de corrélation est multipliée par 4 (figure 4.15b). Initialement, la fonction de corrélation a une résolution basse, le pixel, comparée à la précision du déplacement voulue (figure 4.13a). Après application de la méthode d’interpolation du

CHAPITRE 4. EFFET DES CONDITIONS DE CHARGEMENT

pic de la fonction de corrélation, la résolution de la mesure est augmentée au demi-pixel (figure 4.15b). Le nouveau maximum de la fonction de corrélation interpolée nous donne la position du pic avec une meilleure précision. La figure 4.16 montre l'effet de l'interpolation de la fonction de corrélation. Les fonctions sont tracées en trois dimensions pour simplifier la comparaison. La figure 4.16a montre le pic de corrélation avant interpolation, la figure 4.16b montre le pic de corrélation après interpolation via la méthode ci-dessus.

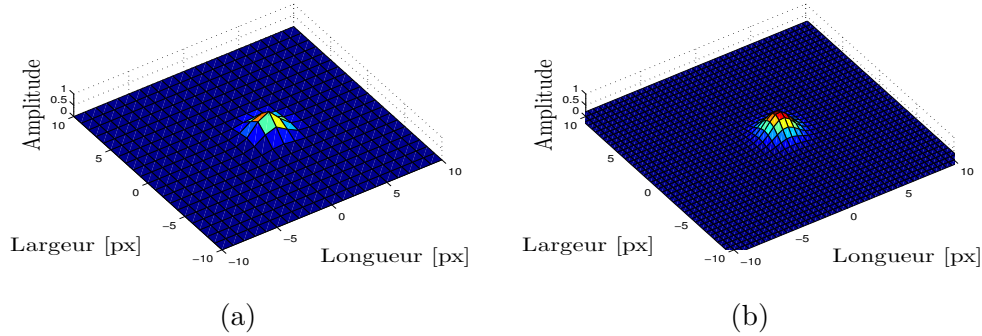


FIGURE 4.16 – Gain en précision sur la fonction de corrélation grâce à une interpolation judicieuse. (a) Fonction de corrélation initiale. (b) Fonction de corrélation après interpolation, la fonction de corrélation est maintenant mieux résolue. Le maximum de déplacement est maintenant défini avec une précision sub-pixel.

Optimisation du temps de calcul

La méthode décrite [89] est très efficace pour lutter contre l'un des artefacts connus de la corrélation, le verrouillage de pixel. Plus la précision d'interpolation voulue est élevée, plus il est nécessaire d'ajouter de zéros. Pour une précision du centième, il faudra ajouter une centaine de zéros, puis réaliser deux transformées de Fourier dont l'une ayant une taille cent fois supérieure à celle de l'imagette originale.

La contrepartie de cette méthode est un temps de calcul qui augmente de façon significative avec l'ajout des zéros, à cause des étapes de traitement de la sous-section 4.2.4. Si on calcule la toute l'image interpolée par transformée de Fourier rapide (FFT), le temps de calcul est proportionnel à $NM\chi^2 \log_2(NM\chi^2)$, si χ est le taux de sur-échantillonnage (par exemple $\chi = 100$). En effet, la complexité de l'algorithme de FFT en deux dimensions est $MN \log_2(MN)$ si l'image est de taille $M \times N$. De plus, il faudra stocker en mémoire toute l'imagette interpolée de taille $\chi M \times \chi N$.

Pour gagner du temps, une astuce consiste à calculer la transformée de Fourier inverse uniquement à l'endroit voulu, dans notre cas c'est au niveau du maximum du pic de corrélation (figure 4.14b). Une implémentation de cette méthode existe déjà, elle est présentée dans la référence [91]. De plus, ce code est publié en ligne, notamment sur le site de matlab, avec un code source visible et modifiable [91].

4.3. RÉSULTATS

4.2.5 Validation

Pour valider le code, des images synthétiques de particules ont été générés avec des déplacements non-entiers connus et variables (image type en figure 4.13a). Puis, le déplacement de ces images synthétiques de particules est mesuré par corrélation sub-pixel en utilisant l'algorithme précédent.

Le test de l'algorithme est visible dans les figures 4.17. Le déplacement mesuré est tracé en fonction du déplacement imposé. En noir, la position du maximum du pic de corrélation. La précision du déplacement mesuré est précis au pixel près. En rouge, la position par une interpolation quadratique. Le déplacement peut prendre des valeurs non entières de pixel. Cependant, des « oscillations » sont visibles sur le déplacement mesuré, c'est le phénomène de verrouillage de pixel. En bleu, la position obtenue par une interpolation en sinus cardinal (code [91]). Le déplacement peut prendre des valeurs non entières de pixel. Le déplacement réel est mesuré avec une bonne précision. La précision est un paramètre d'entrée de l'algorithme, ici le millième de pixel. Le code source de l'algorithme a été vérifié, la mesure du déplacement est satisfaisante. C'est ce code qui sera utilisé dans la suite, pour l'analyse de nos données expérimentales.

Dans ce code, j'ai réalisé l'architecture de l'algorithme pour contrôler tous les paramètres de l'analyse (taille de boîte, précision,...). J'ai implémenté un script de détection subpixel avec la méthode décrite dans [89], et que j'ai ensuite comparé avec les codes de [91]. Les résultats des deux codes sont cohérents. En revanche, en termes d'optimisation, le code [91] est plus rapide, j'ai donc décidé de l'utiliser dans la suite en tant que sous-fonction de détection subpixel dans mon code principal.

4.3 Résultats

Dans cette section, nous allons présenter les résultats de mesures concernant les champs d'aire de contact réel puis de déplacement au cours d'expériences de mise en glissement de multi-contacts. Nous considérons un patin élastomère de dimensions $34,7 \pm 0,1mm$ de longueur (direction de chargement), $19,8 \pm 0,1mm$ de largeur, $2,9 \pm 0,2mm$ d'épaisseur et de rugosité de surface $26\mu m rms$. La force normale est égale à $P = 3,1N$. Le principal paramètre expérimental que nous allons faire varier est la hauteur d'application de la force tangentielle par rapport au plan de l'interface. Nous utiliserons les valeurs suivantes : $+4$, $+2$, 0 , $-2,5$ et $-4,5 mm$. Pour chaque expérience, on acquiert des images de l'interface à haute cadence (300fps). A partir de la segmentation de ces séries d'images on en déduit l'évolution temporelle du champ d'aire de contact réel, comme décrit au chapitre 2. Par la méthode de corrélation d'images décrite à la section précédente, on en déduit également l'évolution temporelle du champ de déplacement à l'interface.

Pour réaliser ces analyses mésoscopiques, nous avons découpé les images de l'interface en six zones rectangulaires, représentées à la figure 4.18. Ces zones s'étendent sur toute la verticale des images, car avec un chargement selon l'horizontale, on ne s'attend pas à des effets

CHAPITRE 4. EFFET DES CONDITIONS DE CHARGEMENT

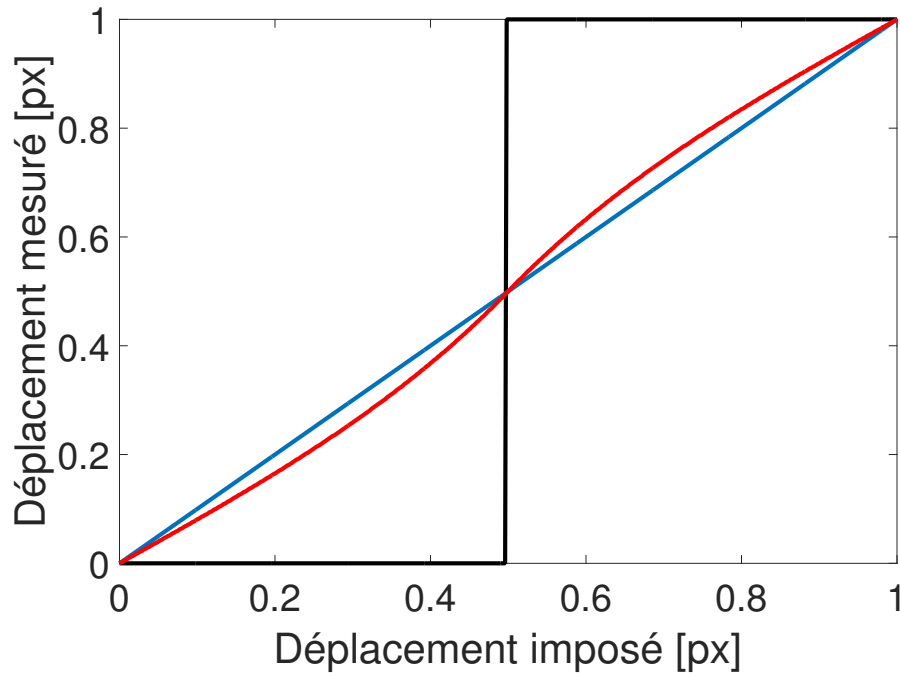


FIGURE 4.17 – Déplacement mesuré en [px] en fonction du déplacement imposé en [px]. En noir, la position du maximum de corrélation de deux objets gaussiens. En rouge, la position du maximum de la fonction de corrélation obtenue par une interpolation quadratique. En bleu, la position du maximum de la fonction de corrélation obtenue par une interpolation en sinus cardinal (code article [91]).

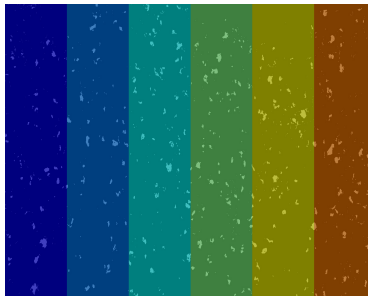


FIGURE 4.18 – Image typique utilisée, une fois segmentée. Taches blanches : micro-contacts. Les six sous-zones étudiées sont indiquées par des couleurs différentes.

transverses particuliers. La division en six zones selon l'horizontale permettra en revanche de tester la perte attendue de symétrie gauche-droite de l'interface. Les champs mesurés seront donc donnés en fonction de la variable x uniquement, leurs variations selon y étant supposées

4.3. RÉSULTATS

négligeables. Notons que ces zones contiennent suffisamment de micro-contacts pour que les mesures d'aire et de déplacement aient un niveau de bruit faible et soient statistiquement représentatives.

4.3.1 Évolution du champ d'aire de contact réel

La figure 4.19 nous montre, pour trois valeurs de H , l'évolution du champ d'aire de contact réel au cours de la mise en charge de l'interface jusqu'à sa mise en glissement. En pratique, on ne représente pas le champ d'aire de contact absolue $A^R(x)$, mais sa valeur relative par rapport à sa valeur initiale $A_0^R(x)$, lorsque l'interface est chargée sous force purement normale : $\frac{A^R(x)}{A_0^R(x)}$.

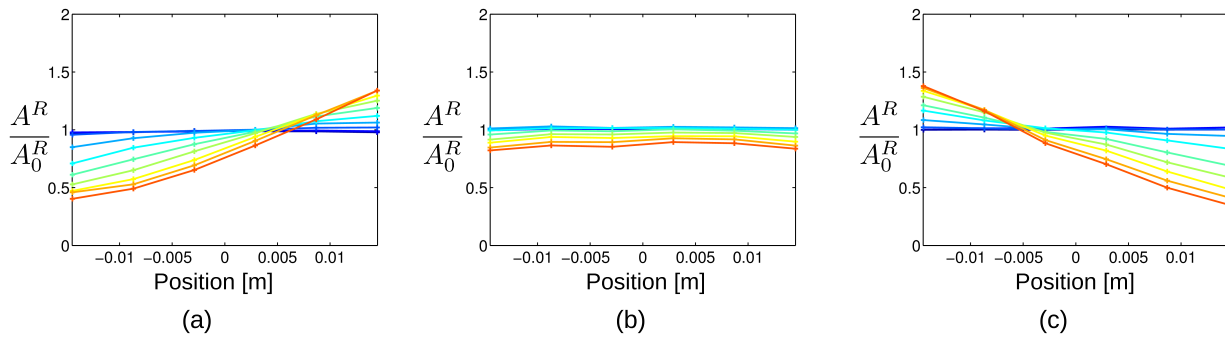


FIGURE 4.19 – Évolution du champ $\frac{A^R(x)}{A_0^R(x)}$ au cours du cisaillement croissant (couleurs de bleu, sous charge purement normale, à rouge, au pic de frottement statique), pour différentes hauteurs d'application de la force tangentielle. (a) $H = +2mm$. (b) $H = 0mm$. (c) $H = -2,5mm$.

Considérons pour commencer la figure 4.19a. H est positif, comme c'est très souvent le cas, pour des raisons d'encombrement. Par définition, $\frac{A^R(x)}{A_0^R(x)} = 1$ au départ. Puis au fur et à mesure que le cisaillement augmente, $\frac{A^R(x)}{A_0^R(x)}$ diminue à l'arrière du contact et augmente à l'avant. Le champ va se stabiliser dans sa configuration rouge lorsque le glissement macroscopique sera installé. Ces observations sont qualitativement compatibles avec les prédictions de la figure 4.2, avec un relâchement progressif de la pression à l'arrière du contact, qui se traduirait par une diminution progressive de l'aire de contact réelle au même endroit. Si l'on considère ensuite la figure 4.19c, lorsque H est négatif, on observe essentiellement le même comportement, mais symétrique par rapport à l'orientation gauche-droite. De façon cohérente, lorsque H est quasi nul, le champ d'aire reste homogène le long du contact. Si l'on regarde plus en détails, les courbes de la figure 4.19 présentent des différences systématiques par rapport à celles de la figure 4.2. En particulier, pour H non nul, la rotation apparente des courbes ne se fait pas autour du point milieu de l'interface, mais semble se décaler vers la droite (resp. gauche) pour $H > 0$ (resp. $H < 0$). La perte relative d'aire d'un côté du

CHAPITRE 4. EFFET DES CONDITIONS DE CHARGEMENT

contact est également plus forte, d'un facteur environ deux, que l'augmentation relative de l'autre côté. Pour le cas $H = 0$, la valeur du champ (homogène) diminue progressivement, d'une vingtaine de pourcents. Cette observation ne peut pas être attribuée à une diminution de la pression moyenne, car la force normale reste constante. Elle est en revanche tout à fait compatible avec nos observations du chapitre 2 qui ont montré une réduction systématique de l'aire de contact réelle totale sur l'interface de même ordre de grandeur. Au final, ces différences observées suggèrent que l'aire de contact réelle ne peut pas être simplement décrite par un lien avec la pression du type $A^R(x) = \beta p(x)$, mais que sa prédiction doit incorporer l'effet de réduction d'aire sous cisaillement étudié au chapitre 2.

Amélioration de la modélisation de l'aire de contact réel

Partons de l'équation reliant l'aire de contact réelle à la force tangentielle Q , lorsque la pression reste constante, obtenue au chapitre 2 :

$$A^R = A_0^R - \alpha Q^2, \quad (4.11)$$

avec α le paramètre de réduction que nous avons étudié expérimentalement au chapitre 2. Cette dernière équation n'est pas directement adaptée à l'évaluation du champ, car elle dépend de la force tangentielle totale Q , et non de la contrainte de cisaillement locale $\sigma = \frac{Q}{A_{app}}$, avec A_{app} l'aire de contact apparente.

L'équation (4.11) peut être réécrite comme :

$$A^R = A_0^R - \alpha A_{app}^2 \sigma^2 \quad (4.12)$$

Imaginons maintenant que l'on multiplie la surface apparente d'un facteur D , sans changer la pression : $A_{app2} = DA_{app}$. Cette multiplication s'accompagnera d'une variation du même facteur de l'aire de contact réelle : $A_2^R = DA^R$ et $A_{02}^R = DA_0^R$. L'introduction de ces paramètres étiquetés 2 dans l'équation (4.12), en les remplaçant par leur homologue sans étiquette et en simplifiant par D , par rapport à l'équation (4.12) conduit à : $\alpha_2 = \alpha/D$. Cela traduit le fait que α est un paramètre extensif, c'est-à-dire qui dépend de la taille du système. Introduisons donc un paramètre intensif γ tel que $\alpha = \frac{1}{\gamma^2 A_0^R}$.

La loi de réduction peut alors être écrite comme :

$$A^R = A_0^R - \frac{1}{\gamma^2 A_0^R} A_{app}^2 \sigma^2 \quad (4.13)$$

Définissons $\theta = \frac{A^R}{A_{app}}$ comme la fraction de contact apparent qui est remplie par le contact réel, nous nous retrouvons avec la version sans dimension de l'équation (4.11). La loi de réduction peut donc être écrite comme :

$$\frac{\theta}{\theta_0} = 1 - \left(\frac{\sigma}{\gamma \theta_0} \right)^2 \quad (4.14)$$

4.3. RÉSULTATS

Maintenant, afin d'ajouter l'effet de la pression, nous considérons que pour les interfaces non cisillées nous avons $\theta = \theta_0 \frac{p}{p_0}$. En partant de l'équation (4.14), nous pouvons alors proposer une loi de comportement combinée (pression + cisaillement) sous la forme d'un simple produit :

$$\frac{\theta}{\theta_0} = \frac{p}{p_0} \left[1 - \left(\frac{\sigma}{\gamma\theta_0} \right)^2 \right] \quad (4.15)$$

En se basant sur cette dernière loi, on peut prédire l'évolution du champ de θ quand l'interface de contact est cisillée, en présence d'un couple, et ce, jusqu'au glissement macroscopique. Notons que $\frac{\theta}{\theta_0}$ n'est autre que le rapport de l'aire de contact réelle courante divisée par sa valeur initiale, ce qui correspond exactement à la quantité représentée à la figure 4.19.

La figure 4.20 montre l'évolution prédite du champ $\frac{A^R(x)}{A_0^R(x)}$ lorsqu'on introduit dans l'équation (4.15) la valeur de γ tirée des résultats du chapitre 2 pour l'interface considérée ici (même rugosité, même aire de contact apparente, même force normale, $H = 0$). Les différentes couleurs correspondent aux mêmes valeurs de la force tangentielle que sur la figure 4.19.

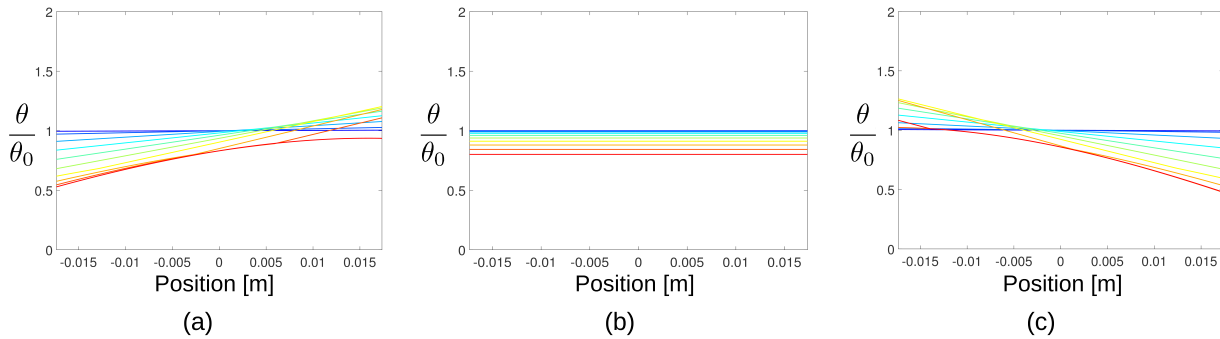


FIGURE 4.20 – $\frac{\theta}{\theta_0}$ prédit pour différents couples en fonction de x . (a) $H = +2mm$. (b) $H = 0mm$. (c) $H = -2,5mm$.

La comparaison directe entre les figures 4.19 et 4.20 montre un bien meilleur accord que celui que l'on aurait obtenu en appliquant la relation simpliste $\frac{A^R(x)}{A_0^R(x)} = \frac{p(x)}{p_0(x)}$ à la figure 4.2. En particulier, on reproduit bien à présent la plus forte réduction relative d'aire d'un côté du contact que son augmentation de l'autre, ainsi que le décalage latéral progressif du point tel que $\frac{A^R(x)}{A_0^R(x)} = 1$. Cette amélioration a été permise par la prise en compte de l'effet de réduction d'aire de contact réelle sous cisaillement. Pour aller plus loin, il faudra probablement dépasser le simple produit entre des effets de pression et de cisaillement dans l'équation (4.15). Pour avoir des indications concernant les ingrédients à introduire dans une telle formulation alternative, il faudrait réaliser des expériences complémentaires, par exemple à $H = 0$, en variant à la fois la force tangentielle et la force normale, pour tester le couplage entre ces deux grandeurs sur l'aire de contact réelle.

4.3.2 Évolution du champ de déplacement

Le champ de déplacement est obtenu, pour les mêmes expériences, et pour les mêmes sous-zones que pour le champ d'aire de contact réelle, à partir de l'algorithme de corrélation décrit dans la section 4.2.

La figure 4.21 représente l'évolution mesurée du champ de déplacement $u(x)$ au cours du cisaillement croissant de l'interface, pour différentes hauteurs d'application H de la force tangentielle.

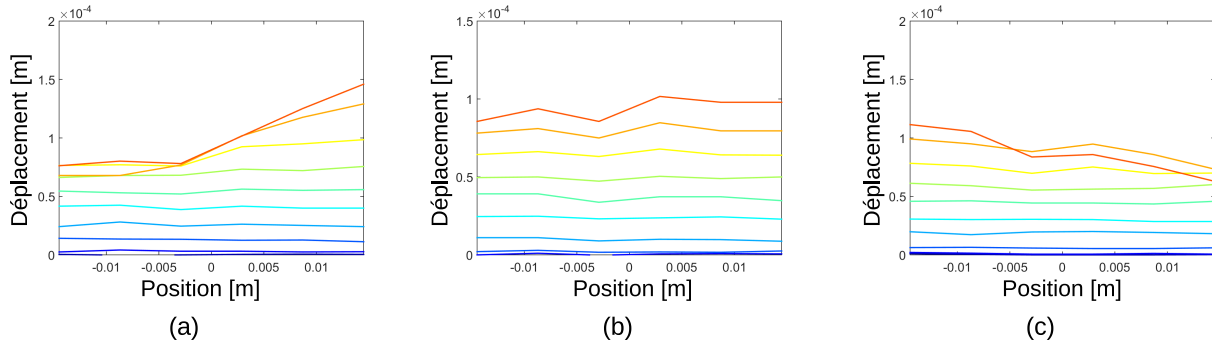


FIGURE 4.21 – Évolution du champ de déplacement à l'interface de contact au cours du cisaillement croissant (couleurs de bleu, sous charge purement normale, à rouge, au pic de frottement statique), pour différentes hauteurs d'application de la force tangentielle et pour une force tangentielle allant de 0 à 3N. (a) $H = +2mm$. (b) $H = 0mm$. (c) $H = -2,5mm$.

Aux faibles valeurs de la force tangentielle Q appliquée, le champ de déplacement reste homogène le long de l'interface, et croît avec Q . Au delà d'un certain seuil de force et jusqu'au glissement macroscopique, le champ devient inhomogène. Pour $H > 0$, le déplacement augmente avec x alors que pour $H < 0$ il diminue avec x . Pour $H = 0$, le champ reste essentiellement homogène tout au long de la charge de l'interface. Cette fois encore, les formes observées de ces champs de déplacement sont qualitativement compatibles avec celles des champs de contrainte de cisaillement présentées à la figure 4.3. En particulier, la pente prise par les champs en fonction du signe de H .

Pour proposer à partir du modèle SD une prédiction vérifiable quantitativement des champs de déplacement, il est nécessaire d'introduire une raideur permettant de passer des contraintes aux déplacements. Cette raideur sera maintenant obtenue expérimentalement.

Raideur tangentielle du système

La raideur du système $k_{\text{système}}$ en $N.m^{-1}$ est mesurée comme la pente initiale ($Q < 0,5 Q_{max}$, voir figure 4.22a) de la courbe force-déplacement $Q(u)$ de l'interface, lorsque $H = 0$. Le déplacement de la lame de verre u , considérée parfaitement rigide par rapport à l'élastomère, est lui homogène sur toute l'interface, et est obtenu par suivi optique du déplacement

4.3. RÉSULTATS

d'un traceur, un point marqué au feutre sur la surface du verre, préalablement aux expériences. Le déplacement du traceur en fonction du temps est obtenue en corrélant la partie des images de l'interface qui contient le traceur via la méthode décrite en section 4.2. La raideur du système est représentée en fonction de la pression appliquée, à la figure 4.22b.

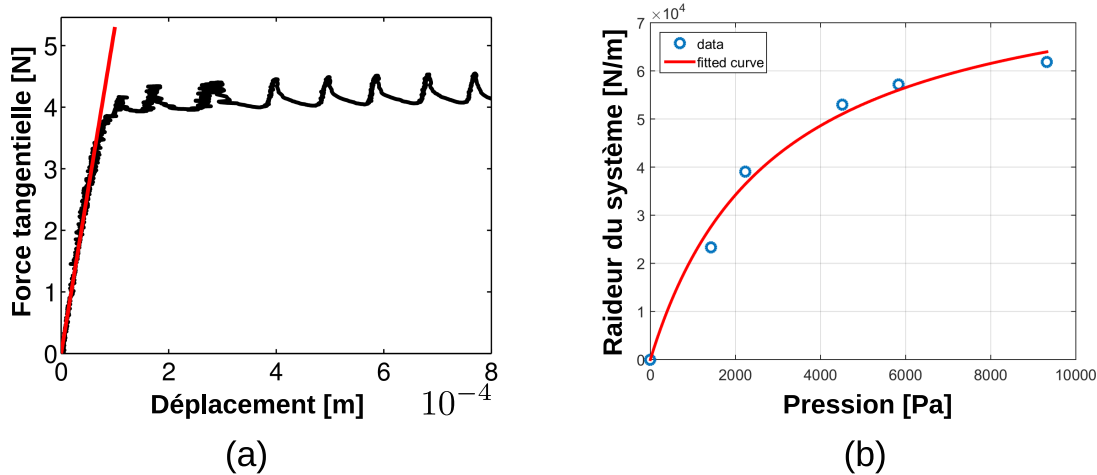


FIGURE 4.22 – (a) Définition de la raideur tangentielle du système. En noir la courbe de charge en fonction du déplacement. En rouge la pente initiale dont le coefficient directeur définit la raideur du système $k_{\text{système}}$. $P = 3,1\text{N}$. (b) Raideur du système ($H = 0\text{mm}$) en fonction de la pression moyenne (cercles bleus) ajustée par l'équation (4.16) (en rouge).

La principale observation est que la raideur tangentielle du système n'est pas indépendante de la pression appliquée. Pour comprendre ce résultat, considérons le schéma de la figure 4.23. La partie élastique du patin peut être subdivisée en deux couches superposées. La première correspond au volume de l'élastomère, d'épaisseur millimétrique. La seconde correspond à la fine couche rugueuse en surface de l'élastomère, d'épaisseur de l'ordre de la rugosité, de quelques dizaines de micromètres. Ces deux couches ont a priori des raideurs tangentielles différentes, qui vont jouer en série. Autant la raideur du volume est attendue être une constante vis-à-vis de la pression de contact, la raideur interfaciale, elle, est attendue proportionnelle à la pression appliquée. Ce type de relation a été obtenue de façon robuste à la fois expérimentalement [92, 10] et théoriquement (voir par exemple [3]).

La raideur du système $k_{\text{système}}$ peut donc s'écrire :

$$k_{\text{système}} = \frac{k_v \epsilon p}{k_v + \epsilon p}, \quad (4.16)$$

où :

- k_v est la raideur du volume en $N.m^{-1}$
- p est la pression en Pa

CHAPITRE 4. EFFET DES CONDITIONS DE CHARGEMENT

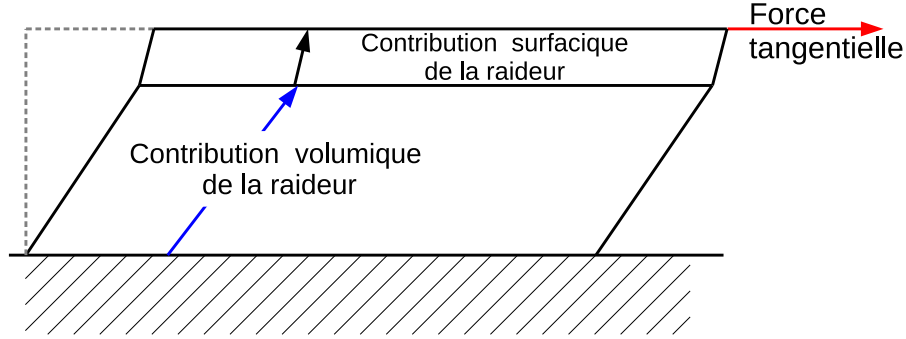


FIGURE 4.23 – Décomposition des différentes contributions de la raideur.

— ϵ est le coefficient reliant pression et raideur interfaciale $k_r = \epsilon p$.

L'ajustement des données de raideur de la figure 4.22b par l'équation (4.16) est représenté en ligne continue sur la même figure. On peut voir que l'ajustement est très correct, et reproduit bien l'augmentation de la raideur du système avec la pression de contact. Examinons à présent les valeurs des paramètres optimaux d'ajustement obtenus : $k_v = 8,4 \pm 1,9 \cdot 10^4 \text{ N.m}^{-1}$ et $\epsilon = 29 \pm 11 \text{ m}$.

La raideur tangentielle du volume est attendue dépendre de la géométrie du bloc d'élastomères utilisé, via l'expression $k_v = \frac{GwL}{h}$, où w , L et h sont respectivement la longueur, la largeur et l'épaisseur du bloc élastomère. Avec $G = 0,53 \pm 0,04 \text{ MPa}$, on s'attend donc à $k_v = 1,3 \pm 0,2 \cdot 10^5 \text{ N.m}^{-1}$.

La raideur attendue et la raideur expérimentale diffèrent. Deux sources peuvent être à l'origine de cette différence :

1. La raideur du système pourrait être plus faible en raison de micro-glissements à l'interface même dans la zone linéaire utilisé.
2. La légère rotation de l'échantillon observé en plus de la translation pourrait donner des mesures de déplacement qui surestiment le déplacement moyen de la lame de 15% environ. Et donc conduisant à une sous estimation de la raideur.

Quant au coefficient ϵ reliant la raideur interfaciale à la pression, on peut en trouver une expression à partir du modèle de Greenwood et Williamson [12]. La démarche est décrite dans l'article de revue de Baumberger et Caroli (2006) [3], pour une distribution exponentielle des hauteurs des aspérités.

Le point de départ est l'expression suivante :

$$k_r = \frac{8G}{2-\nu} n \bar{a}, \quad (4.17)$$

où G est le module de cisaillement du matériau constituant la rugosité, ν le coefficient de Poisson, n le nombre de micro-contacts au sein de l'interface et \bar{a} le rayon moyen des micro-

4.3. RÉSULTATS

contacts. En utilisant une distribution exponentielle $\phi = \frac{1}{s} \exp\left(-\frac{z}{s}\right)$ pour les hauteurs des aspérités, avec z la hauteur des aspérités et s l'écart-type de cette distribution, on peut montrer que :

$$k_r = \frac{8P}{3(2-\nu)\sqrt{\pi}s}, \quad (4.18)$$

avec P la force normale sur l'interface.

Pour estimer s , nous faisons l'hypothèse que le paramètre de distribution des hauteurs s est assimilable à la rugosité rms de la rugosité (σ_{RMS}), d'où, en utilisant que $P = pwL$:

$$k_r = \frac{4wL}{3(2-\nu)\sqrt{\pi}\sigma_{RMS}}p \quad (4.19)$$

Par analogie avec l'équation $k_r = \epsilon p$, on obtient :

$$\epsilon = \frac{4wL}{3(2-\nu)\sqrt{\pi}\sigma_{RMS}} \quad (4.20)$$

Avec les paramètres expérimentaux, en particulier σ_{RMS} et $\nu = 0,5$, l'équation (4.20) donne $\epsilon = 26,2m$. Cette estimation théorique est en bon accord avec la valeur expérimentale de ϵ trouvée précédemment, $29 \pm 11m$.

Au final, on peut proposer une prédiction de l'évolution du champ de déplacement à partir des champs de cisaillement $\sigma(x)$ et de pression $p(x)$ du modèle SD, combinés avec le champ de raideur :

$$k(x) = \frac{k_v \epsilon p(x)}{wL(k_v + \epsilon p(x))} \quad (4.21)$$

via $u(x) = \frac{\sigma(x)}{k(x)}$, avec k en $N.m^{-3}$. Les résultats sont visibles à la figure 4.24, pour différentes valeurs de H . On voit, non seulement que les formes des champs, mais aussi leurs amplitudes sont correctement reproduites, ce qui suggère la validité à la fois du modèle SD et de la modélisation de la raideur que nous venons de présenter.

4.3.3 Fronts de glissement

Dans la sous-section précédente, nous nous sommes intéressés à l'évolution des champs de contraintes le long de l'interface au cours de son chargement tangentiel. Cette évolution, dans le cadre du modèle SD, s'accompagne de la propagation quasi-statique d'un front de glissement, qui remonte le gradient de pression : il nucléé là où la pression est la plus faible, puis se propage vers les pressions de plus en plus élevées. Nous allons dans la suite utiliser les mesures de champ de déplacement pour mesurer directement l'extension d'une zone de glissement le long de l'interface.

Par définition, le glissement correspond à un déplacement relatif entre les deux solides au niveau de l'interface. Le déplacement de la surface rugueuse élastomère est donnée par une mesure de champ par corrélation d'images. Le déplacement de la lame de verre, considérée

CHAPITRE 4. EFFET DES CONDITIONS DE CHARGEMENT

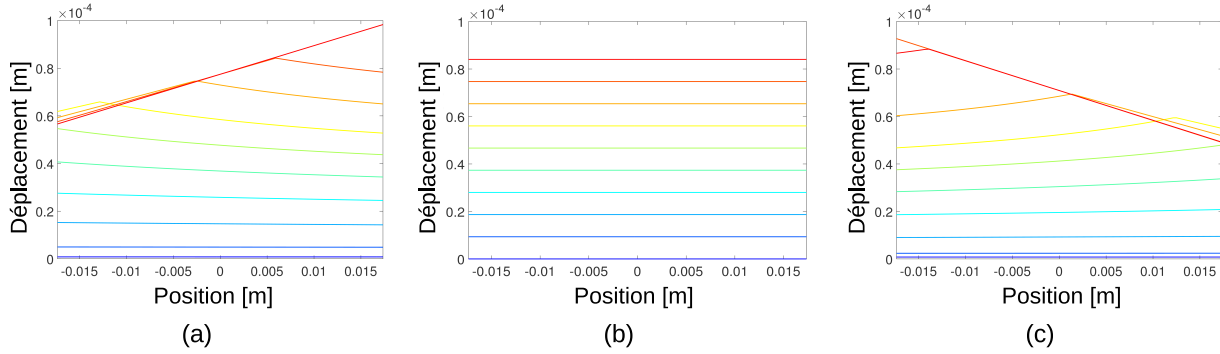


FIGURE 4.24 – Évolution du champ de déplacement prédite en combinant les contraintes issues du modèle SD et la raideur composite de l'équation 4.21. Les couleurs vont du bleu (force normale pure) au rouge (au pic de frottement statique). Avec $L = 34,7mm$, $w = 19,8mm$, $N = 3,1N$. (a) $H = +2mm$, $\mu = 1, 28$. (b) $H = 0mm$, $\mu = 1, 38$. (c) $H = -2,5mm$, $\mu = 1, 17$.

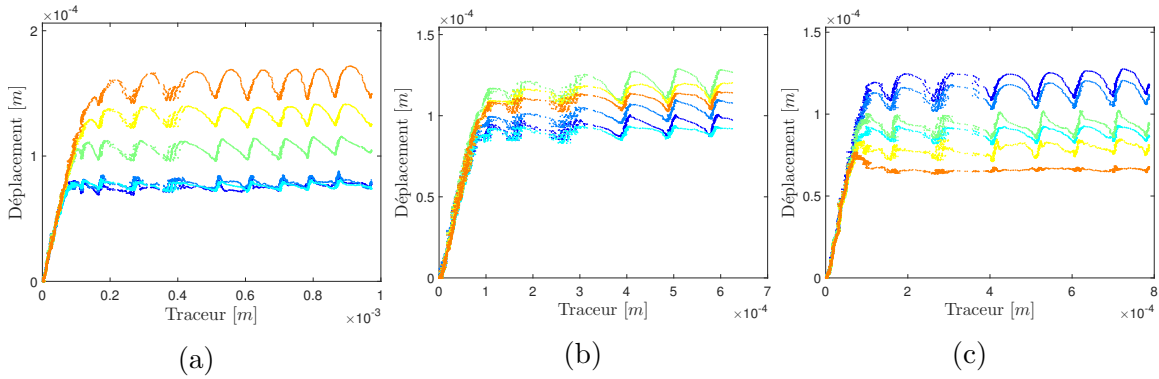


FIGURE 4.25 – Déplacement horizontal mesuré de chacune des six sous-zones de l'interface (les couleurs correspondent à celles de la figure 4.18) en fonction du déplacement du traceur, pour différentes hauteurs d'application de la force tangentielle. (a) $H = +2mm$. (b) $H = 0mm$. (c) $H = -2,5mm$.

parfaitement rigide par rapport à l'élastomère, est lui homogène sur toute l'interface, et est obtenu par suivi optique du déplacement d'un traceur.

Le déplacement de l'interface de contact en fonction du déplacement du traceur sur la lame de verre est visible en figure 4.25 pour différentes valeurs de H . Toutes les courbes commencent par une partie linéaire, qui traduit la charge élastique de l'interface. La pente est proche de 1, ce qui indique, de plus, une absence de glissement, car les deux corps se déplacent de la même façon. Notons que la pente n'est pas exactement 1, elle est même légèrement plus grande que 1. A première vue, cela signifierait que les micro-contacts élastomère se déplacent plus vite que la lame de verre qui les entraîne, ce qui n'est pas physique. Une interprétation plausible

4.3. RÉSULTATS

de cet artefact est la suivante : comme vu au chapitre 2, chaque micro-contact se déforme sous cisaillement, avec un pelage à l'arrière du contact plus rapide que celui à l'avant. Cela a pour conséquence le déplacement apparent du centre du contact dans la direction et le sens de la charge, ce qui crée probablement une contribution au déplacement mesuré par corrélation, vers l'avant du contact.

Au terme de la portion linéaire des courbes, la pente diminue, indiquant que l'interface se déplace moins vite que la lame de verre, et donc que le glissement s'installe. Enfin, aux forts déplacements, le déplacement se stabilise, tout en oscillant en raison d'un phénomène de stick-slip macroscopique de l'interface. Cette phénoménologie complexe nous permet de définir à priori deux types de fronts de rupture. L'un correspond à la toute première mise en glissement de l'interface qui s'achève au pic de frottement statique, l'autre correspond à la remise en glissement lors d'un événement de slip en régime de stick-slip.

Le premier glissement

Pour définir le premier glissement pour chacune des zones de l'interface, il faut pouvoir identifier à quel moment les courbes de la figure 4.26 s'écartent de la linéarité. Au vu de la figure 4.26a par exemple, on voit immédiatement que cette sortie se fait à des instants différents selon la zone, car l'étendue de la portion linéaire varie selon la zone considérée. Pour $H > 0$, plus les zones sont proches de l'avant du contact, plus elles commencent à glisser tard. Ceci indique la propagation d'un front de premier glissement de gauche vers la droite le long de l'interface. Les observations et conclusions sont inversées pour $H < 0$. Pour H proche de zero, l'ordre des courbes ne suit plus l'ordre des positions le long de l'interface.

Pour définir plus quantitativement la dynamique du front de premier glissement, nous avons utilisé une procédure permettant d'estimer le moment où la différence de déplacement entre interface et traceur change de comportement (voir figure 4.26). On commence par ajuster linéairement l'évolution temporelle de cette différence dans le régime collé (droite verte). Comme indiqué précédemment, la pente de cette droite n'est pas nulle comme attendu, en raisons d'artefacts de mesure de corrélation liés à la déformation des micro-contacts. Pour chacune des sous-zones de l'interface, on ajuste la courbe de glissement au voisinage de la mise en glissement par une fonction polynomiale d'ordre 5 (courbe noire). Lorsque cette fonction ajustée s'écarte de la droite verte de plus d'une certaine valeur (en pratique, lorsqu'elle intersecte la droite en pointillés rouges), on estime que la zone est entrée en glissement local. L'instant de glissement détecté varie d'une sous-zone à l'autre.

La figure 4.27 représente l'évolution spatio-temporelle du front de premier glissement pour différentes hauteurs d'application de la force tangentielle. Les instants de glissement des zones sont tracés en fonction de leur position à l'interface. Pour les hauteurs $H = 2mm$ et $H = -2,5mm$ par exemple, la durée de propagation du front de premier glissement est de l'ordre de 2,5 secondes (figures 4.27a et 4.27c). Pour le cas $H = 0mm$, le front se propage de façon beaucoup plus rapide, sur une durée de l'ordre du dixième de seconde (figure 4.27b).

Une fois encore, ces observations sont compatibles avec celles du modèle SD, ce que l'on peut comprendre de la façon suivante. La force de frottement statique F_s , à laquelle tous

CHAPITRE 4. EFFET DES CONDITIONS DE CHARGEMENT

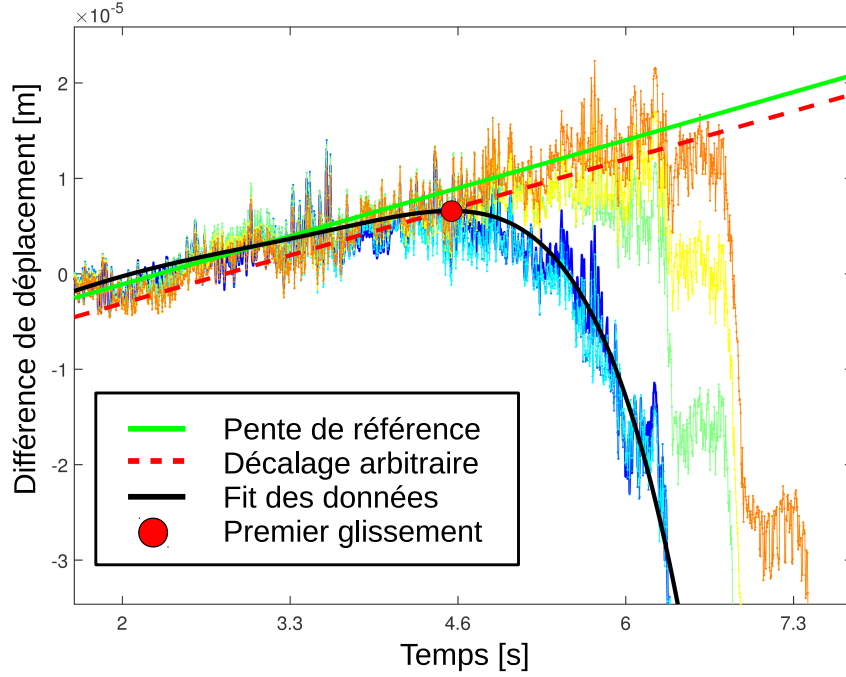


FIGURE 4.26 – Différence de déplacement entre l’interface et la lame de verre en fonction du temps ($H = +2mm$). La ligne verte représente la pente référence lorsque l’interface ne glisse pas. La ligne en pointillés rouge a la même pente que la ligne verte, mais est décalée d’une valeur arbitraire. La ligne noire correspond au fit par une fonction polynomiale d’ordre 5 des données bleu foncé. L’intersection entre la ligne noire et la ligne en pointillés rouge permet de définir l’instant de premier glissement, le point rouge. Cette procédure est répétée pour toutes les zones de l’interface.

les points de l’interface sont désormais en glissement, ne varie pas en fonction de H , car on a toujours $F_s = \mu N$. Par contre, on a déjà dit que la force tangentielle à laquelle le front nucléé est telle que $F_{nucl} = \frac{\mu N}{1 + \frac{6\mu H}{L}}$ (dans le cas $H > 0$). On voit directement que, plus H est grand, plus F_{nucl} est petit, et donc plus la plage de variation de F durant laquelle le front se propagera sera grande. Notons que pour $H = 0$, ce même raisonnement prédirait que tous les points de l’interface commenceraient à glisser au même instant, car les champs de cisaillement et de pression étant homogènes, le critère de glissement serait atteint partout à la fois en même temps. En pratique, cela ne peut pas se produire, ne serait-ce qu’en raison des hétérogénéités naturelles de l’interface rugueuse.

4.3. RÉSULTATS

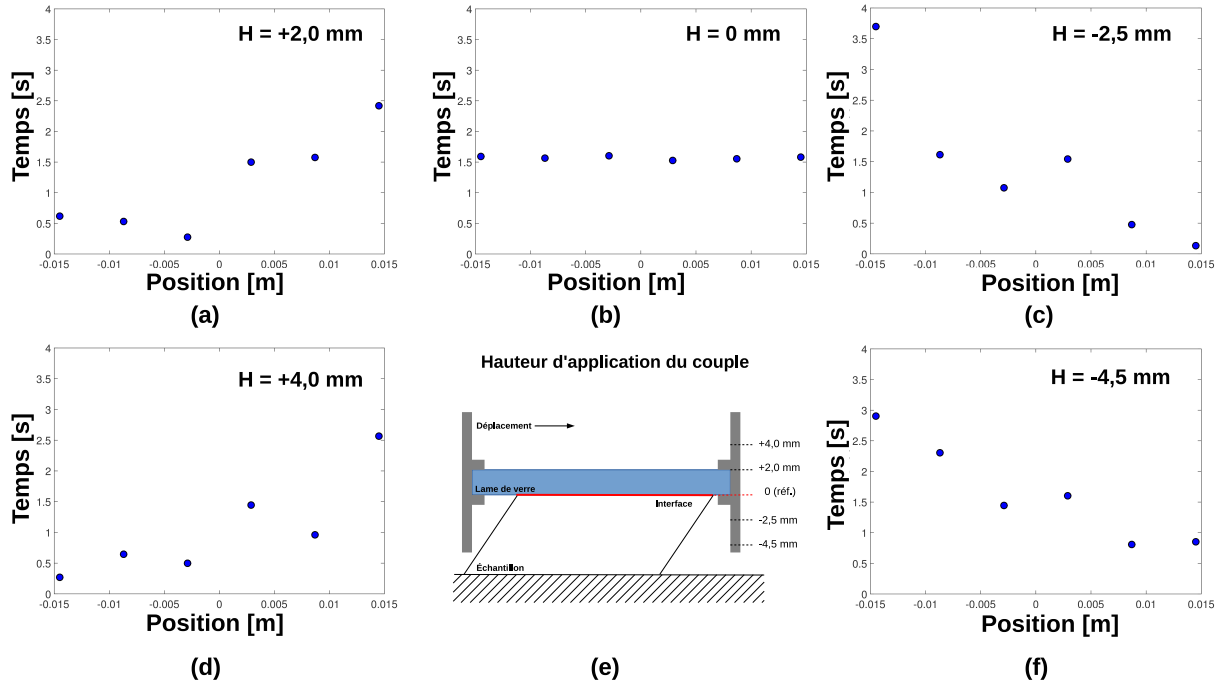


FIGURE 4.27 – Instants de rupture correspondant au premier glissement, en fonction de la position le long de l’interface, pour différentes hauteurs d’application de la force tangentielle. (a) $H = +2\text{mm}$. (b) $H = 0\text{mm}$. (c) $H = -2,5\text{mm}$. (d) $H = +4\text{mm}$. (e) Schéma de l’expérience. (f) $H = -4,5\text{mm}$.

Le collé-glissé (*stick-slip*)

Maintenant, étudions les fronts associés aux événements de collé-glissé (*stick-slip*). La figure 4.28 montre l’évolution temporelle de la différence de déplacement entre l’interface et la lame de verre. Cette évolution se fait par paliers. La différence reste quasi-constante lors des phases collées, puis chute rapidement lors des phases glissées, lorsque la lame de verre se déplace rapidement alors que l’interface reste sensiblement à sa place.

Nous avons tenté d’appliquer la même méthode de détection des instants de glissement que pour le premier glissement (voir figure 4.26). Cependant, cette procédure s’est révélée être très sensible à l’étendue de la zone de fit, en particulier dans sa partie correspondant à la phase de glissement : une légère variation de la taille de cette zone pouvait entraîner des variations importantes de l’instant de glissement estimé. Nous avons alors utilisé la méthode alternative suivante, basée sur l’hypothèse que, localement, la mise en glissement correspond à un maximum du déplacement de l’interface, qui subit ensuite un léger recul. C’est cette alternance de déplacement positif en charge et de recul en glissement qui provoque les oscillations observées à la figure 4.25 en régime de *stick-slip*. En pratique, pour chaque événement de slip, nous avons défini une fenêtre temporelle autour de l’événement. Puis, nous avons

CHAPITRE 4. EFFET DES CONDITIONS DE CHARGEMENT

recherché dans cette fenêtre, et pour chaque sous-zone, le maximum du déplacement de l'interface. L'instant de rupture a été pris comme celui de ce maximum. Les instants déterminés sont indiqués par des points rouges à la figure 4.28.

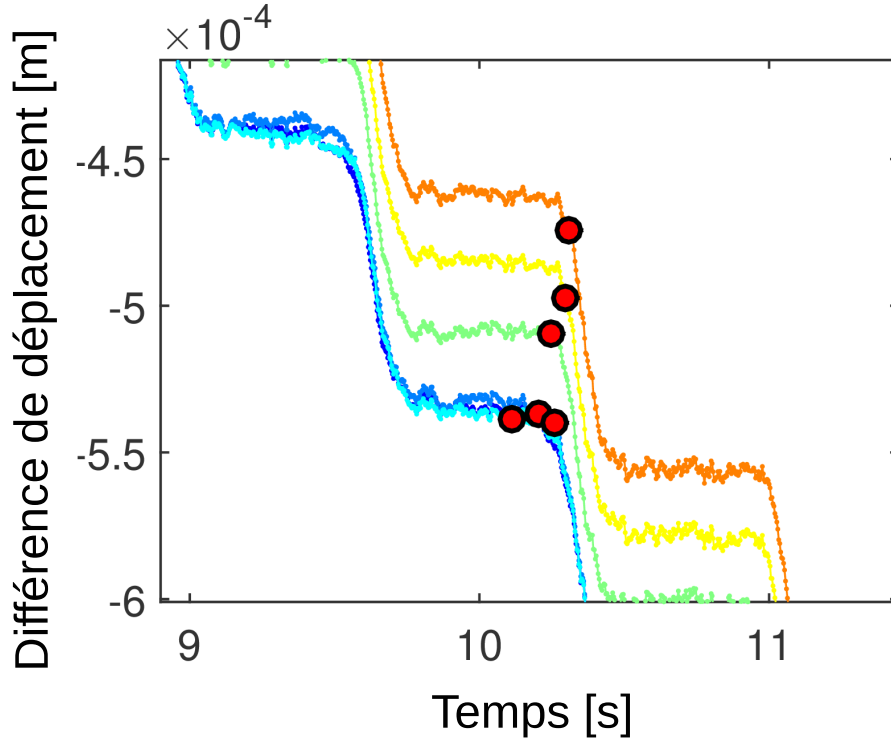


FIGURE 4.28 – Différence de déplacement entre l'interface et la lame de verre en fonction du temps ($H = +2mm$) en régime de stick-slip. Les points rouges représentent les instants de glissement pour chacune des six sous-zones étudiées.

A partir de ces estimations des instants de rupture, on peut tracer, sur la figure 4.29, le développement spatio-temporel des fronts de glissement en régime de *stick-slip*. Comme pour le premier glissement, on constate une forte différence de durée de propagation des fronts en fonction de H : les fronts sont plus lents lorsque H est non-nul (de l'ordre de 0,3 secondes sur les figures 4.29a et 4.29c) que lorsque H est quasi-nul (de l'ordre de quelques centièmes de seconde, figure 4.29b). On constate également une inversion du sens de propagation du front lorsque H change de signe.

Qualitativement, l'augmentation de la vitesse du front en stick-slip par rapport au premier glissement est interprétée de la façon suivante. Lors d'un événement de slip, la force tangentielle n'est relaxée que d'une faible proportion de sa valeur moyenne en *stick-slip*. La variation des champs de contrainte (pression et cisaillement) entre avant et après l'événement reste donc également faible. Si l'on suppose que l'interface recolle dans un état tel que

4.4. CONCLUSION

$\sigma(x) = \mu_d p(x)$, avec μ_d un coefficient de frottement dynamique, alors tous les points de l'interface sont à peu près à même distance de leur seuil de glissement. Lors de la reprise de la charge en phase collée, on comprend alors que le critère de glissement soit atteint presque au même instant partout le long de l'interface. Ce processus induira un front de glissement bien plus rapide que celui pour lequel le champ de cisaillement part de zéro partout et doit atteindre μp en chaque point.

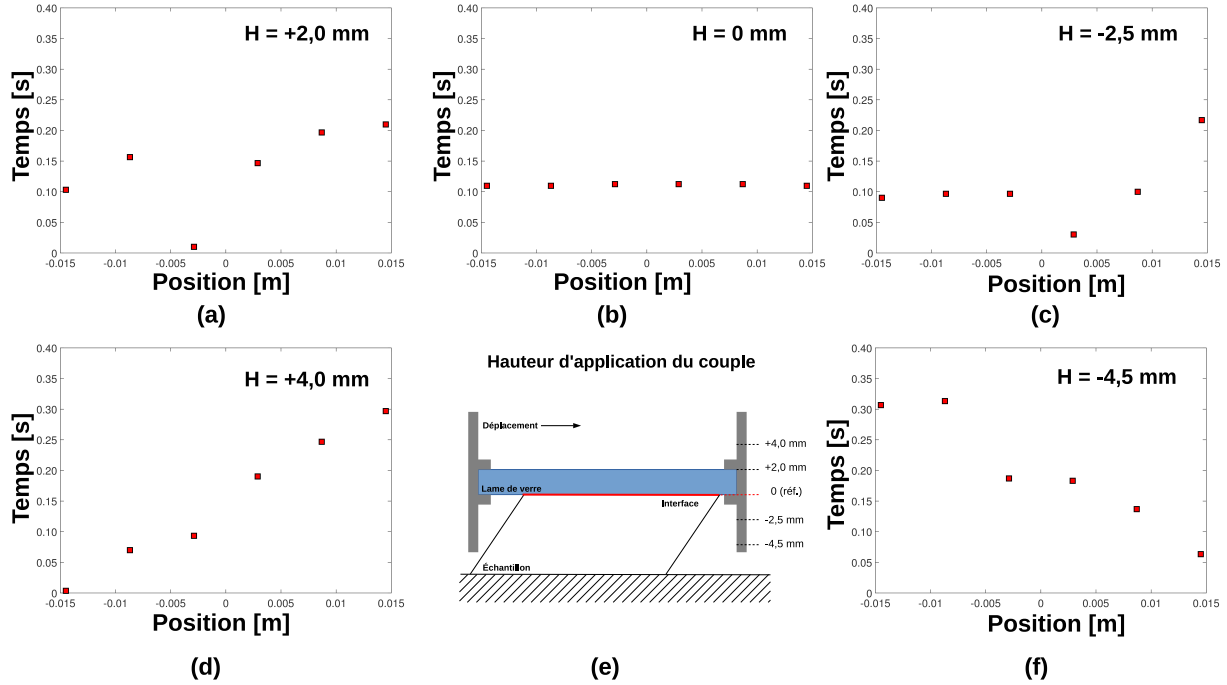


FIGURE 4.29 – Instants de rupture correspondant à un événement de slip en régime de *stick-slip*, en fonction de la position le long de l'interface, pour différentes hauteurs d'application de la force tangentielle. (a) $H = +2\text{mm}$. (b) $H = 0\text{mm}$. (c) $H = -2,5\text{mm}$. (d) $H = +4\text{mm}$. (e) Schéma de l'expérience. (f) $H = -4,5\text{mm}$.

4.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons exploré le rôle joué sur la mise en glissement d'une interface multi-contact par un paramètre qui n'a été que très rarement étudié par le passé : la hauteur effective H d'application de la force tangentielle par rapport au plan de l'interface. A part dans certaines expériences (voir par exemple [93]), ce paramètre expérimental n'est pas reporté, voire pas connu. Et pourtant, nous avons vu qu'il peut contrôler une grande partie de la dynamique spatio-temporelle de l'installation du glissement le long de l'interface. Par le couple $F.H$ variable qu'elle induit sur l'interface lorsque la force tangentielle varie, cette

CHAPITRE 4. EFFET DES CONDITIONS DE CHARGEMENT

grandeur pilote les hétérogénéités du champ de pression, et par conséquence, celles du champ de cisaillement car les deux sont liés, en particulier via le critère de glissement. Elle pilote également la vitesse des fronts de glissement qui peuvent se propager le long de l'interface.

Nous avons vu qu'un modèle récent permet de prédire correctement, à la fois qualitativement et quantitativement, la dynamique non-triviale des champs d'aire de contact réelle et de déplacement tangentiel mesurés. Ces résultats peuvent être vus comme une illustration, pour une géométrie particulière, du fait que le comportement en rupture glissante d'une interface de contact ne dépend pas uniquement des matériaux en contact et des efforts macroscopiques appliqués sur les solides. Il dépend en fait également de la manière dont ces efforts vont se répartir de façon hétérogène le long de l'interface, par le jeu de l'élasticité des objets en contact et de leur géométrie.

On pourra se demander si ces variations de dynamique des fronts de glissement influent en retour sur la valeur de la force de frottement statique F_s . La réponse du modèle SD à un coefficient de frottement est négative sur ce point : si l'on suppose que l'interface vérifie la loi de frottement d'Amontons-Coulomb, F_s sera toujours égale à μN , quel que soit H . Qu'en disent les expériences ? La valeur de F_s mesurée en fonction de la valeur de H est reportée sur la figure 4.30.

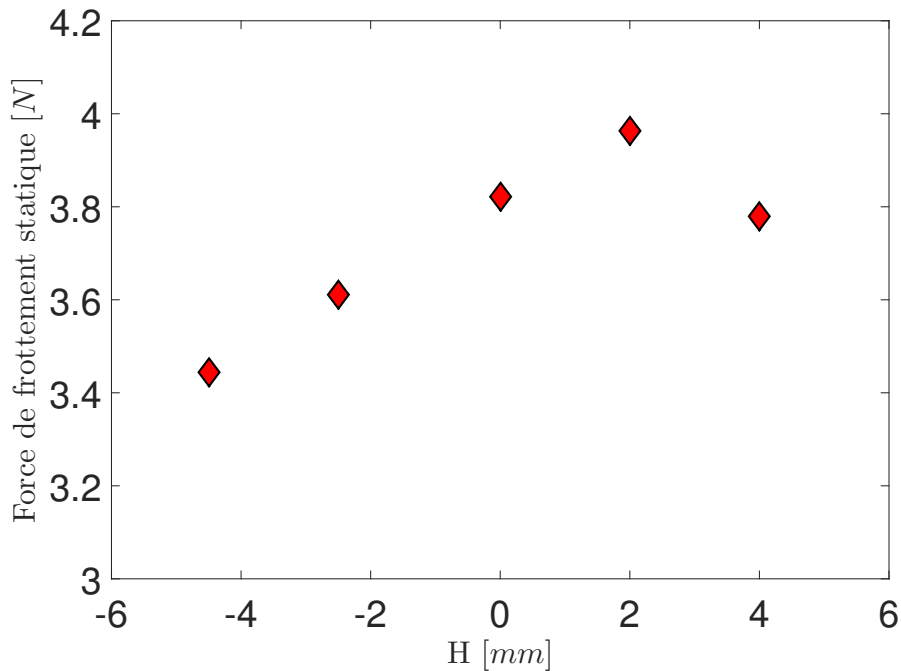


FIGURE 4.30 – Force de frottement statique en fonction de la hauteur d'application de la force tangentielle.

Il apparaît que la force de frottement statique varie avec H , sur une plage représentant environ 15% de sa valeur moyenne. Elle est maximale pour $H = 2\text{mm}$, et diminue de façon

4.4. CONCLUSION

systematique lorsque H s'écarter de la valeur 2mm, au dessus comme en dessous. Ce résultat, dont nous n'avons pas l'explication, suggère que les variations induites sur les propriétés du front de glissement lorsque H varie, influent à leur tour sur la force de frottement statique. Notons que des résultats similaires ont été reportés récemment dans [94]. Ces observations ouvrent des possibilités de contrôle du seuil de mise en glissement d'une interface par des moyens qui ne nécessitent pas d'intervention sur l'interface elle-même, mais via le choix de la géométrie macroscopique des solides.

Conclusion

4.5 Bilan

Au cours de cette thèse fondamentale, nous nous sommes intéressés au phénomène de mise en glissement d'interfaces de contact solides rugueuses sèches. Cette transition d'un état complètement collé à un état complètement glissant de l'interface est en effet encore mal comprise. Si certains de ses aspects sont bien reproduits par la loi de frottement classique dite de *Rate-and-State*, certaines observations encore éparses dans la littérature laissaient penser que cette description n'est pas complète. En particulier, nous avons exploré expérimentalement trois pistes de recherche dans le but de mettre à jour des effets encore mal reconnus mais qui pourraient avoir un impact sur la sélection de la force de frottement statique d'interfaces multi-contacts impliquant des élastomères.

Premièrement, inspirés par des observations sur des mono-contacts lisses, nous avons validé l'hypothèse de travail que l'aire de contact réelle d'un multi-contact élastomère décroît lorsque la force tangentielle appliquée à l'interface augmente, et ce bien avant le glissement macroscopique. Nous avons identifié une loi empirique quadratique pour cette décroissance, valide quelle que soit la force normale appliquée, la nature chimique du substrat et le type d'interface (rugueuse ou lisse). L'amplitude de la décroissance est quantifiée par un paramètre de réduction, α . La mise en glissement, elle, est régie par une contrainte de cisaillement critique de glissement, σ . La combinaison de ces deux lois permet une excellente prédiction de la force de frottement statique, qui améliore les prédictions standards de plusieurs dizaines de pourcents. Nous avons ensuite montré que le paramètre de réduction α d'un contact individuel dépend de l'aire de contact initiale selon une loi unique valide sur plus de quatre ordres de grandeur. L'existence d'une telle loi permet d'envisager le développement de modèles pour l'aire de contact réelle reliant l'échelle des micro-contacts à celle du multi-contact macroscopique. Bien que nous n'ayons pas identifié de façon certaine l'origine physique de la réduction d'aire, l'intégration des lois empiriques obtenues dans les modèles de mécanique du contact rugueux existants devrait permettre des améliorations significatives de leurs prédictions des efforts de frottement.

Deuxièmement, inspirés par des résultats obtenus sur le démouillage de films de polymère sur des substrats déformables, nous avons étudié l'effet de l'épaisseur e d'un revêtement élas-

4.6. PERSPECTIVES

tomère sur la contrainte de cisaillement critique de glissement σ d'un multi-contact. L'originalité par rapport à la littérature, qui concluait à une absence d'effet, a été d'explorer systématiquement les épaisseurs sur une plage bien plus étendue (environ six ordres de grandeurs). Ce faisant, nous avons observé une dépendance systématique de σ avec e , variant du simple au triple, avec deux régimes distincts. Lorsque la taille typique des micro-contacts a est plus faible que l'épaisseur e , σ augmente de façon affine avec e . Lorsque a est plus grande que e , σ reste stable à sa valeur maximale. Cette fois encore, ces résultats sont valables pour des tailles de contact variant sur une large gamme, de la dizaine de micromètres à quelques millimètres. Nous avons développé un modèle, basé sur une dissipation énergétique non seulement en surface mais également en volume du revêtement, permettant de reproduire les lois d'échelles observées pour la dépendance de σ avec e et a . Ces résultats ouvrent des perspectives concernant le contrôle du frottement par des méthodes physiques (variation de l'épaisseur d'un revêtement) plutôt que chimiques (changement des matériaux en contact).

Troisièmement, inspirés par un modèle récent des fronts précurseurs au glissement macroscopique d'une interface de contact étendue, nous avons étudié l'influence de la hauteur h d'application de la force tangentielle par rapport au plan du contact sur la dynamique spatio-temporelle de mise en glissement de l'interface. Nos mesures des champs d'aire de contact réel et de déplacement à l'interface ont permis de tester le modèle pour la première fois. Pour réaliser des comparaisons quantitatives, nous avons dû (i) développer un modèle original reliant l'aire de contact réelle non seulement à la pression locale, mais aussi au cisaillement, en s'inspirant de nos résultats du chapitre 2, et (ii) incorporer la dépendance en pression de la raideur en cisaillement d'une interface rugueuse dans la raideur totale du contact. Nous avons en outre mesuré directement la vitesse des fronts de glissement le long de l'interface. Cette vitesse varie significativement lorsque h varie. Les fronts observés en régime de *stick-slip* installé sont plus rapides que ceux correspondant au premier glissement de l'interface, lors du cisaillement initial de l'interface. Toutes ces observations sont en bon accord avec le modèle testé. Par contre, nous avons observé une variation de la force de frottement statique macroscopique avec h qui n'est pas prédite par le modèle, et qu'il conviendra de comprendre dans le futur. Ces trois axes de recherche ont pu être suivis grâce à la possibilité offerte par le dispositif expérimental de réaliser l'imagerie *in situ* des interfaces de contact étudiées. Les images ont pu être traitées par des méthodes de segmentation et de corrélation d'images et ainsi offrir des mesures de champ de l'aire de contact réelle et du déplacement dans le plan de l'interface. Cette thèse illustre donc l'intérêt scientifique de continuer à (i) développer des telles mesures dans le domaine de la tribologie, et (ii) consolider les collaborations dans ce sens entre mécaniciens et opticiens.

4.6 Perspectives

En dépit des avancées réalisées, ces résultats sont loin de clore la liste des points à éclaircir concernant le frottement statique des interfaces sèches multi-contact. Outre les multiples

CONCLUSION

améliorations que l'on pourrait apporter à la marge des travaux réalisés, je vais donner ici trois exemples de phénomènes, dont certains qualitativement différents de ceux abordés ici, mais qui restent des défis scientifiques.

Premier point : le rôle de la viscoélasticité. On a vu que les propriétés de réduction de l'aire de contact réelle sont vraisemblablement reliées, au moins en partie, aux propriétés viscoélastiques des élastomères. De même, nous avons pu interpréter les résultats sur les épaisseurs de revêtement à partir d'une dissipation d'origine volumique, et donc probablement viscoélastique. En pratique ce sont également les propriétés viscoélastiques des gommes qui sont optimisées par les fabricants de pneumatiques pour contrôler la tenue de route des véhicules automobiles. Cependant, le PDMS utilisé dans nos expériences est connu pour présenter une réponse faiblement visqueuse comparé à d'autres élastomères ou caoutchoucs. Des résultats préliminaires de simulations par éléments finis du premier chargement d'un contact viscoélastique sphère-plan en PDMS suggèrent d'ailleurs que le comportement obtenu n'est que marginalement différent de celui d'un contact purement élastique. Ces informations contrastées nous invitent à envisager la réalisation de simulations de nos expériences, en variant systématiquement les paramètres matériaux des solides, de façon à identifier clairement l'origine physique des effets observés dans cette thèse. De façon générale, il s'agit pour la communauté d'étendre l'importante littérature concernant les contacts rugueux viscoélastiques au cas des régimes transitoires, comme la première mise en charge tangentielle vers le glissement, alors qu'elle a essentiellement abordé le cas du glissement stationnaire.

Deuxième point : le renouvellement des micro-contacts. On l'a vu, le suivi optique des micro-contacts permet d'accéder à une grandeur importante pour la description de la mise en glissement : le champ de déplacement à l'interface. Cette mesure n'est possible que parce que nous nous sommes délibérément placés dans le cas d'une interface où une seule des surfaces est rugueuse. Cela assure que la plupart des micro-contacts présents au début survivront tout au long de l'expérience. Ce cas de figure est en réalité très différent de celui, plus générique, d'une interface entre deux solides rugueux. Dans ce cas, les micro-contacts disparaissent dès que la distance de glissement locale devient supérieure à la taille caractéristique des micro-contacts. Ils sont ensuite remplacés par d'autres micro-contacts, ailleurs le long de l'interface. Il est alors impossible d'appliquer la méthode de corrélation d'images, car la durée durant laquelle la structure locale de l'image est conservée devient très courte. Une des implications de cette différence fondamentale est que l'ordre de grandeur de l'âge des micro-contacts est extrêmement différent : de l'ordre de quelques dizaines de secondes dans les expériences de cette thèse, au lieu de quelques centièmes de secondes pour un contact rugueux-rugueux glissant à la même vitesse (millimètre par seconde). On peut dès lors imaginer que les comportements en frottement de ces deux systèmes seront difficilement comparables, car l'influence de la variable d'état sera soit négligeable dans le cas rugueux-lisse (le vieillissement géométrique sature déjà), soit prépondérante dans le cas rugueux-rugueux (point de fonctionnement dans la partie rapidement variable du logarithme décrivant le vieillissement). S'attaquer à ces questions nécessitera de trouver une méthode de suivi des micro-contacts individuels qui soit

4.6. PERSPECTIVES

applicable en rugueux-rugueux.

Troisième point : l'hétérogénéité des interfaces. Au dernier chapitre, nous avons vu comment la manière d'appliquer le chargement extérieur sur un système frottant peut induire des hétérogénéités le long de l'interface, via la façon dont ces efforts se transmettent via l'élastodynamique dans le volume des corps jusqu'à l'interface. Ces hétérogénéités sont généralement à grande échelle spatiale, car les tailles caractéristiques des variations spatiales de contrainte sont de l'ordre de la taille macroscopique des solides. Cependant, dans les expériences réalisées, nous n'avons considéré que le cas simple où les surfaces en contact sont nominalelement homogènes. Dans les interfaces réelles, les surfaces portent des hétérogénéités topographiques (défauts de forme, propriétés différentes de la rugosité d'un point à l'autre, ...) et/ou chimiques (matériaux composites, impuretés de surface, patches de polluants adsorbés en surface, ...). Pour le coup, les tailles caractéristiques de ce type d'hétérogénéités peuvent être quelconques, en particulier très faibles devant la taille du contact apparent. Il est bien établi en mécanique de la rupture que les matériaux à micro-structure hétérogène présentent des propriétés de rupture qui peuvent différer grandement de celle d'un matériau de mêmes propriétés moyennes, mais homogènes.

En effet, les matériaux homogènes, comme le verre, rompent souvent de façon dite fragile, par propagation d'une fissure unique, provenant du défaut le plus important préexistant dans le système. Les matériaux hétérogènes, comme les bétons, rompent eux souvent de manière dite quasi-fragile, c'est-à-dire par création d'un nuage d'endommagement par microfissurations, puis par percolation de ce nuage vers la rupture macroscopique. L'étude des interfaces de contact hétérogènes à petite échelle sera intéressante car elle permettra peut-être de mettre à jour, de façon analogue, des mécanismes de mise en glissement différents de ceux déjà identifiés dans la littérature.

Bibliographie

- [1] G. Amontons. De la résistance causée dans les machines, tant par les frottements des parties qui les composent, que par la raideur des cordes qu'on y emploie, et la manière de calculer l'un et l'autre. *Mémoires de l'Académie Royale des Sciences*, 1699.
- [2] C. A. Coulomb. *Théorie des machines simples : en ayant égard au frottement de leurs parties et à la raideur des cordages*. Bachelier, 1821.
- [3] T. Baumberger and C. Caroli. Solid friction from stick–slip down to pinning and aging. *Advances in Physics*, 55(3-4) :279–348, 2006.
- [4] C. H. Scholz. *The mechanics of earthquakes and faulting*. Cambridge university press, 2002.
- [5] J. R. Rice and A. L. Ruina. Stability of steady frictional slipping. *Journal of applied mechanics*, 50(2) :343–349, 1983.
- [6] C. Marone. Laboratory-derived friction laws and their application to seismic faulting. *Annual Review of Earth and Planetary Sciences*, 26(1) :643–696, 1998.
- [7] K. L. Johnson. *Contact mechanics*. Cambridge university press, 1987.
- [8] C. Cattaneo. Sul contatto di due corpi elastici : distribuzione locale degli sforzi. *Rend. Accad. Naz. Lincei*, 27(6) :342–348, 1938.
- [9] R. D. Mindlin. Compliance of elastic bodies in contact. *J. of Appl. Mech.*, 16, 1949.
- [10] 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) :1–12, 2013.
- [11] A. Chateauminois and C. Fretigny. Local friction at a sliding interface between an elastomer and a rigid spherical probe. *The European Physical Journal E*, 27(2) :221–227, 2008.
- [12] J. A. Greenwood and J. B. P. Williamson. Contact of nominally flat surfaces. In *Proceedings of the Royal Society of London A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, volume 295, pages 300–319. The Royal Society, 1966.
- [13] O. M. Braun and M. Peyrard. Modeling friction on a mesoscale : Master equation for the earthquakelike model. *Physical review letters*, 100(12) :125501, 2008.
- [14] L. Bureau, C. Caroli, and T. Baumberger. Elasticity and onset of frictional dissipation at a non–sliding multi–contact interface. In *Proceedings of the Royal Society of London*

BIBLIOGRAPHIE

- A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, volume 459, pages 2787–2805. The Royal Society, 2003.
- [15] S. M. Rubinstein, G. Cohen, and J. Fineberg. Detachment fronts and the onset of dynamic friction. *Nature*, 430(7003) :1005–1009, 2004.
- [16] O. Ben-David, G. Cohen, and J. Fineberg. The dynamics of the onset of frictional slip. *Science*, 330(6001) :211–214, 2010.
- [17] S. M. Rubinstein, G. Cohen, and J. Fineberg. Dynamics of precursors to frictional sliding. *Physical review letters*, 98(22) :226103, 2007.
- [18] O. Ben-David and J. Fineberg. Static friction coefficient is not a material constant. *Physical review letters*, 106(25) :254301, 2011.
- [19] A. Chateauminois, C. Fretigny, and L. Olanier. Friction and shear fracture of an adhesive contact under torsion. *Physical Review E*, 81(2) :026106, 2010.
- [20] V. Romero, E. Wandersman, G. Debregeas, and A. Prevost. Probing locally the onset of slippage at a model multicontact interface. *Physical review letters*, 112(9) :094301, 2014.
- [21] S. Al Akhrass, G. Reiter, S. Y. Hou, M. H. Yang, Y. L. Chang, F. C. Chang, C. F. Wang, and AC-M. Yang. Viscoelastic thin polymer films under transient residual stresses : two-stage dewetting on soft substrates. *Physical review letters*, 100(17) :178301, 2008.
- [22] J. Scheibert and D. K. Dysthe. Role of friction-induced torque in stick-slip motion. *Europhysics Letters*, 92(5) :54001, 2010.
- [23] J. Le Rouzic, P. Delobelle, P. Vairac, and B. Cretin. Comparison of three different scales techniques for the dynamic mechanical characterization of two polymers (pdms and su8). *The European Physical Journal Applied Physics*, 48(1) :11201, 2009.
- [24] 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*, 324(1558) :301–313, 1971.
- [25] M. Barquins. Adherence, friction and wear of rubber-like materials. *Wear*, 158(1-2) :87–117, 1992.
- [26] D. T. Nguyen, P. Paolino, M. C. Audry, A. Chateauminois, C. Fretigny, Y. Le Chenadec, M. Portigliatti, and E. Barthel. Surface pressure and shear stress fields within a frictional contact on rubber. *The Journal of Adhesion*, 87(3) :235–250, 2011.
- [27] F. P. Bowden and D. Tabor. Mechanism of Metallic Friction. *Nature*, 150(3798) :197, 1942.
- [28] S. M. Rubinstein, G. Cohen, and J. Fineberg. Detachment fronts and the onset of dynamic friction. *Nature*, 430(August) :1005–1009, 2004.
- [29] 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 E*, 82 :031806, September 2010.

BIBLIOGRAPHIE

- [30] S. Yashima, V. Romero, E. Wandersman, C. Frétiigny, M. K. Chaudhury, A. Chateauminois, and A. M. Prevost. Normal contact and friction of rubber with model randomly rough surfaces. *Soft Matter*, 11(5) :871–881, 2015.
- [31] J. F. Archard. Elastic deformation and the laws of friction. *Proceedings of the Royal Society of London A*, 243(1233) :190–205, 1957.
- [32] R. W. Carpick and M. Salmeron. Scratching the Surface : Fundamental Investigations of Tribology with Atomic Force Microscopy. *Chemical Review*, 97(4) :1163–1194, 1997.
- [33] C. Cohen, F. Restagno, C. Poulard, and L. Léger. Incidence of the molecular organization on friction at soft polymer interfaces To cite this version : Soft Matter Incidence of the molecular organization on friction at soft polymer interfaces. *Soft Matter*, 7 :8535–8541, 2011.
- [34] J. H. Dieterich and B. D. Kilgore. Direct Observation of Frictional Contacts : New Insights for State-dependent Properties. *Pure and Applied Geophysics*, 143 :283–302, 1994.
- [35] J. A. Greenwood and J. B. P. Williamson. Contact of nominally flat surfaces. *Proceedings of the Royal Society of London A*, 295(1442) :300–319, 1966.
- [36] 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–R62, January 2005.
- [37] L. Pastewka and M. O. Robbins. Contact between rough surfaces and a criterion for macroscopic adhesion. *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America*, 111(9) :3298–303, March 2014.
- [38] T. Baumberger and C. Caroli. Solid friction from stick–slip down to pinning and aging. *Advances in Physics*, 55(3-4) :279–348, May 2006.
- [39] P. Berthoud, T. Baumberger, C. G’Sell, and J.-M. Hiber. Physical analysis of the state- and rate-dependent friction law :. *Physical Review B*, 59(22) :14313–14327, 1999.
- [40] O. Ronsin and K. L. Coeyrehourcq. State, Rate and Temperature-dependent Sliding Friction of Elastomers. *Proceedings of the Royal Society of London A*, 457(2010) :1277–1294, 2001.
- [41] O. Ben-david, S. M. Rubinstein, and J. Fineberg. Slip-stick and the evolution of frictional strength. *Nature*, 463(7277) :76–79, 2010.
- [42] C. Marone. Laboratory-derived friction laws and their application to seismic faulting. *Annual Reviews of Earth and Panetary Science*, 26 :643–696, 1998.
- [43] H. Kawamura, T. Hatano, N. Kato, S. Biswas, and B. K. Chakrabarti. Statistical physics of fracture , friction , and earthquakes. *Reviews of Modern Physics*, 84(2) :839–884, 2012.
- [44] F. P. Landes, A. Rosso, and E. A. Jagla. Frictional dynamics of viscoelastic solids driven on a rough surface. *Physical Review E*, 92(1) :012407, July 2015.
- [45] T. Putelat and J. H.P. Dawes. Steady and transient sliding under rate-and-state friction. *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, 78 :70–93, May 2015.

BIBLIOGRAPHIE

- [46] T. Hatano. Friction laws from dimensional-analysis point of view. *Geophysical Journal International*, 202(3) :2159–2162, July 2015.
- [47] a. Ovcharenko, G. Halperin, and I. Etsion. In situ and real-time optical investigation of junction growth in spherical elastic–plastic contact. *Wear*, 264(11-12) :1043–1050, May 2008.
- [48] J. F. Waters and P. R. Guduru. Mode-mixity-dependent adhesive contact of a sphere on a plane surface. In *Proceedings of the Royal Society of London A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, volume 466, pages 1303–1325. The Royal Society, 2010.
- [49] 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*, 356(1684) :103–114, 1977.
- [50] G. Petitet and M. Barquins. *Matériaux caoutchouteux*. Presses polytechniques et universitaires romandes, Lausanne, 2008.
- [51] J. F. Waters and P. R. Guduru. Mode-mixity-dependent adhesive contact of a sphere on a plane surface. *Proceedings of the Royal Society A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 466(2117) :1303–1325, December 2009.
- [52] B. Delhayé, P. Lefèvre, and J-L. Thonnard. Dynamics of fingertip contact during the onset of tangential slip. *Journal of the Royal Society Interface*, 11 :20140698, 2014.
- [53] F. Deleau. *Comportement tribologique acoustique d’un contact élastomère : Contribution à la compréhension de l’essuyage : Application aux systèmes automobiles d’essuie glace*. PhD thesis, 2009.
- [54] K. L. Johnson. Continuum Mechanics Modeling of Adhesion and Friction. *Langmuir*, 12(19) :4510–4513, January 1996.
- [55] G. Carbone and C. Putignano. A novel methodology to predict sliding and rolling friction of viscoelastic materials : Theory and experiments. *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, 61(8) :1822–1834, August 2013.
- [56] J-P. Cocquerez and S. Philipp-Foliguet. *Analyse d’images : filtrage et segmentation*. 1995.
- [57] H. Maître. *Le traitement des images, traité IC2, série signal et image*. 2003.
- [58] R. C. Gonzalez and R. E. Woods. *Digital image processing 3rd edition*. 2008.
- [59] J. H. Dieterich. Modeling of rock friction : 1. experimental results and constitutive equations. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 84(B5) :2161–2168, 1979.
- [60] SC. Hunter. The rolling contact of a rigid cylinder with a viscoelastic half space. *Journal of Applied Mechanics*, 28(4) :611–617, 1961.
- [61] K. E. Koumi, T. Chaise, and D. Nelias. Rolling contact of a rigid sphere/sliding of a spherical indenter upon a viscoelastic half-space containing an ellipsoidal inhomogeneity. *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, 80 :1–25, July 2015.

BIBLIOGRAPHIE

- [62] G. Carbone and C. Putignano. Rough viscoelastic sliding contact : Theory and experiments. *Physical Review E*, 89(3) :032408, March 2014.
- [63] A. Matthews, S. Franklin, and K. Holmberg. Tribological coatings : contact mechanisms and selection. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 40(18) :5463, 2007.
- [64] A. Perriot and E. Barthel. Elastic contact to a coated half-space : Effective elastic modulus and real penetration. *Journal of Materials Research*, 19(02) :600–608, 2004.
- [65] Y-G. Jung, B. R. Lawn, M. Martyniuk, H. Huang, and X. Z. Hu. Evaluation of elastic modulus and hardness of thin films by nanoindentation. *Journal of Materials Research*, 19(10) :3076–3080, 2004.
- [66] E. Barthel and A. Perriot. Adhesive contact to a coated elastic substrate. *Journal of Physics D : applied physics*, 40(4) :1059, 2007.
- [67] J. Scheibert, A. Prevost, J. Frelat, P. Rey, and G. Debrégeas. Experimental evidence of non-amontons behaviour at a multi-contact interface. *EPL (Europhysics Letters)*, 83(3) :34003, 2008.
- [68] E. Gacoin, C. Fretigny, A. Chateauminois, A. Perriot, and E. Barthel. Measurement of the mechanical properties of thin films mechanically confined within contacts. *Tribology Letters*, 21(3) :245–252, 2006.
- [69] M. K. Chaudhury and J. Y. Chung. Studying friction and shear fracture in thin confined films using a rotational shear apparatus. *Langmuir*, 23(15) :8061–8066, 2007.
- [70] J. Scheibert, A. Prevost, G. Debrégeas, E. Katzav, and M. Adda-Bedia. Stress field at a sliding frictional contact : Experiments and calculations. *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, 57(12) :1921–1933, 2009.
- [71] S. Bec, A. Tonck, and J-L. Loubet. A simple guide to determine elastic properties of films on substrate from nanoindentation experiments. *Philosophical Magazine*, 86(33-35) :5347–5358, 2006.
- [72] S. Al Akhrass. *Démouillage des films minces viscoélastique sur substrats glissants et déformables*. PhD thesis, Université de Haute Alsace-Mulhouse, 2007.
- [73] C. Cohen, F. Restagno, C. Poulard, and L. Léger. Incidence of the molecular organization on friction at soft polymer interfaces. *Soft Matter*, 7(18) :8535–8541, 2011.
- [74] 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.
- [75] A. C. Rennie, P. L. Dickrell, and W. G. Sawyer. Friction coefficient of soft contact lenses : measurements and modeling. *Tribology Letters*, 18(4) :499–504, 2005.
- [76] A. Galliano, S. Bistac, and J. Schultz. Adhesion and friction of pdms networks : molecular weight effects. *Journal of colloid and interface science*, 265(2) :372–379, 2003.
- [77] G. Petitet and M. Barquins. *Matériaux caoutchouteux : morphologies, formulations, adhérence, glissance et usure*. PPUR presses polytechniques, 2008.

BIBLIOGRAPHIE

- [78] A. Schallamach. A theory of dynamic rubber friction. *Wear*, 6(5) :375–382, 1963.
- [79] K. A. Grosch. The relation between the friction and visco-elastic properties of rubber. In *Proceedings of the Royal Society of London A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, volume 274, pages 21–39. The Royal Society, 1963.
- [80] S. Maegawa, A. Suzuki, and K. Nakano. Precursors of global slip in a longitudinal line contact under non-uniform normal loading. *Tribology Letters*, 38(3) :313–323, 2010.
- [81] H. Schreier, J-J. Orteu, and M. A. Sutton. *Image correlation for shape, motion and deformation measurements*. Springer US, 2009.
- [82] M. A. Sutton, J. J. Orteu, and H. Schreier. *Image correlation for shape, motion and deformation measurements : basic concepts, theory and applications*. Springer Science & Business Media, 2009.
- [83] V. Hergault, P. Frey, F. Métivier, C. Barat, C. Ducottet, T. Böhm, and C. Ancey. Image processing for the study of bedload transport of two-size spherical particles in a supercritical flow. *Experiments in fluids*, 49(5) :1095–1107, 2010.
- [84] J. Westerweel. Fundamentals of digital particle image velocimetry. *Measurement science and technology*, 8(12) :1379, 1997.
- [85] C. Barat, C. Ducottet, and M. Jourlin. Virtual double-sided image probing : A unifying framework for non-linear grayscale pattern matching. *Pattern Recognition*, 43(10) :3433–3447, 2010.
- [86] C. Ducottet, J. Daniere, M. Moine, J-P. Schon, and M. Courbon. Localization of objects with circular symmetry in a noisy image using wavelet transforms and adapted correlation. *Pattern recognition*, 27(3) :351–364, 1994.
- [87] A. Boutier. *Vélocimétrie laser pour la mécanique des fluides*. Hermes Science-Lavoisier, 2012.
- [88] J. Nogueira, A. Lecuona, S. Nauri, M. Legrand, and P. A. Rodríguez. Multiple δt strategy for particle image velocimetry (piv) error correction, applied to a hot propulsive jet. *Measurement Science and Technology*, 20(7) :074001, 2009.
- [89] T. Roesgen. Optimal subpixel interpolation in particle image velocimetry. *Experiments in Fluids*, 35(3) :252–256, 2003.
- [90] B. F. Alexander and K. C. Ng. Elimination of systematic error in subpixel accuracy centroid estimation [also letter 34 (11) 3347-3348 (nov1995)]. *Optical Engineering*, 30(9) :1320–1331, 1991.
- [91] M. Guizar-Sicairos, S. T. Thurman, and J. R. Fienup. Efficient subpixel image registration algorithms. *Optics letters*, 33(2) :156–158, 2008.
- [92] L. Bureau, C. Caroli, and T. Baumberger. Elasticity and onset of frictional dissipation at a non-sliding multi-contact interface. *Proceedings : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 459(2039) :2787–2805, 2003.
- [93] L. Bureau, T. Baumberger, and C. Caroli. Shear response of a frictional interface to a normal load modulation. *Physical Review E*, 62(5) :6810, 2000.

BIBLIOGRAPHIE

- [94] S. Maegawa, F. Itoigawa, and T. Nakamura. A role of friction-induced torque in sliding friction of rubber materials. *Tribology International*, 93 :182–189, 2016.

BIBLIOGRAPHIE

Table des figures

1	Les moments de reconnaissance sont rares en recherche. LeedsLyon 2017.	9
2	Coût temporel théorique d'accès aux différentes ressources scientifiques.	12
3	Un projet de recherche	14
4	(a) Deux solides en contact : un patin est chargé avec une force normale P et cisailé avec une force Q . Une force F s'oppose au chargement Q , c'est la force de frottement. (b) Courbe de charge pour une loi de frottement d'Amontons-Coulomb. Le chargement augmente jusqu'à une valeur maximum F_s pendant que le système reste immobile, c'est la zone de chargement statique (en bleu). Puis le système se met en mouvement (en vert), la valeur de la force en glissement F_k est plus petite que la force statique F_s . La zone rouge sur la figure correspond à la transition entre la phase statique et la phase cinématique du système.	16
5	Figure extraite de [3]. Transition de la force de frottement suite à un saut de la vitesse d'entraînement à $t = 0$ de V_i à V_f , pour une interface PMMA-PMMA (Polyméthylméthacrylate). Avec F la force tangentielle, W la force normale et D_0 une distance caractéristique.	17
6	Figure extraite de [15]. (a) Schéma du montage expérimental de la visualisation de la dynamique spatio-temporelle de l'interface de PMMA. (b) Image typique d'un événement de rupture. Chaque image montre toute l'interface. Le changement de couleur dans la figure entre deux images indique une rupture et une réformation de la micro-jonction au niveau de ce pixel. L'intensité reçue par la caméra est proportionnelle à l'aire de contact réelle.	19
1.1	Schéma expérimental du tribomètre avec visualisation <i>in situ</i> de l'interface de contact. P représente la force normale appliquée en $[N]$, V la vitesse de translation du moteur en $[m]$ et Q la force tangentielle mesurée en $[N]$. x représente l'axe de traction du moteur, y l'axe perpendiculaire à la direction de traction et dans le plan de la surface, z l'axe vertical perpendiculaire au plan x,y	25
1.2	(a) Image profilométrique de l'une des contre-faces servant à mouler la surface rugueuse d'élastomère, ici $R_q \sim 10\mu m$. (b) Schéma d'une surface rugueuse de PDMS « type ».	27

TABLE DES FIGURES

1.3	Schéma de la configuration mono-contact verre-PDMS. Une sphère de rayon R sur un corps semi-infini (en bleu) est moulée sur une plaque de verre (en gris) qui sert de support. En haut, le substrat plan en verre lisse sera mis en contact sous chargement normal P puis déplacé à une vitesse imposée constante V .	29
1.4	Signal de force lors du déplacement de la platine, redressé par une droite (rouge) prenant en compte la dérive du signal au cours du temps (encart). L'écart-type du signal redressé est de $1,04mN$. La pente de la dérive est de $0,22 \pm 0,07mN.s^{-1}$.	31
1.5	Déplacement de la flèche du mono-lame, δ , en fonction de la force normale qui y est appliquée. La pente de la droite nous donne la raideur verticale $k_z = 52 \pm 1N.m^{-1}$.	32
1.6	Image brute d'une interface entre un plan d'élastomère rugueux ($R_q = 20\mu m$) et un plan de verre lisse. Les points noirs représentent les micro-contacts et le fond en niveaux de gris représente les zones hors contact.	34
1.7	Calibration optique via un réglet en acier. La mire donne la taille d'un pixel, ici $20\mu m$.	35
1.8	Image d'un contact modèle « binaire » obtenue avec deux patins. Les deux parties latérales de l'interface sont en contact et la partie centrale est hors contact. Le contraste ΔI est défini comme la différence entre la valeur moyenne des intensités des pixels dans la partie hors contact (A) et la valeur moyenne des intensités des pixels dans la partie en contact (B). En bas à gauche : une image utilisant de mauvais réglages, induisant la saturation dans le noir des zones en contact. En bas à droite : une image utilisant des réglages adéquats.	37
1.9	Valeur du contraste en fonction de l'offset à gain fixe = 1 pour différents temps d'exposition allant de 0 à $3000\mu s$.	38
1.10	Carte des valeurs de l'intensité des pixels en fonction de l'offset et du gain. L'exposition est fixe de valeur égale à $2000\mu s$. (a) Intensité pour la zone hors contact. (b) Intensité pour la zone en contact. La partie bleue de la carte a une valeur nulle (saturation dans le noir), la partie rouge de la carte a une valeur de 255 (saturation dans le blanc). (c) Carte des contrastes pour les différents paramètres de gain et d'offset. Seule la partie encadrée en rouge ne sature ni en noir ni en blanc, c'est la gamme des paramètres utilisables expérimentalement.	39
1.11	(a) Valeur du bruit sur l'intensité des pixels en fonction de l'exposition à gain fixe = 1. Bruit temporel en rouge et spatial en bleu (gain = 1). (b) Bruit en fonction du gain pour la zone hors contact. En insert, le rapport signal (~ 35) sur bruit spatial. Le rapport est stable pour tous les gains.	40
2.1	Schéma de deux solides rugueux secs mis en contact. La surface en commun entre les deux solides (en vert) définit l'aire apparente de contact A^A entre les solides. A l'interface, seules les aspérités les plus hautes sont en contact intime et créent ce que nous appelons des micro-jonctions. L'ensemble des micro-jonctions constitue l'aire de contact réelle A^R .	44

TABLE DES FIGURES

2.2	(a) Figure extraite de [31], pour des contacts sphériques lisses de PMMA. La force tangentielle F et l'aire de contact réelle A sont toutes les deux proportionnelles à la force normale W , donc elles sont proportionnelles entre elles. (b) Figure (modifiée) extraite de [29], pour des surfaces rugueuses d'élastomère. La force tangentielle F_t est là encore proportionnelle à l'aire de contact réelle A	45
2.3	Effet de la force normale sur l'aire de contact réelle. Les couleurs correspondent à l'aire réelle pour différentes forces normales P allant de $1N$ (brun) à $4N$ (jaune). (a) Aire de contact réelle de toute l'interface pour différentes forces normales. (b) Même image zoomée (rectangle rouge en (a)). (c) Même image à un zoom encore plus important (rectangle rouge en (b)).	46
2.4	Figure extraite de [34]. Visualisation de l'interface entre deux blocs de PMMA rugueux (en couleur). En rouge, l'aire de contact réelle pour un temps de contact entre les deux solides de $1s$. L'aire de contact augmente avec le temps passé en contact, de jaune pour $t = 100s$, à bleu, l'aire la plus grande, pour $t = 10000s$. Le fond noir représente la zone de l'interface qui est hors contact.	47
2.5	Figure extraite de [41]. Variation de l'aire de contact réelle au moment de la mise en glissement. Avant le glissement, phase I sur la figure, l'aire a une certaine valeur stable. Quelques micro-secondes après le début du glissement, phase II, l'aire a chuté d'environ 20%.	48
2.6	L'aire de contact apparente A^A pour un contact unique change lorsque l'on applique un chargement tangentiel Q . L'aire apparente augmente dans le cas des métaux (figure du bas, extraite de [47]) et diminue dans le cas des élastomères (figure du haut, extraite de [48]).	49
2.7	Segmentation des images, sur l'exemple une surface rugueuse de PDMS de $26\mu m$. (a) Image de contact brute. (b) Image hors contact brute servant de calibration pour la forme de la distribution de l'histogramme hors contact. (c) Histogramme de l'image en contact. (d) Histogramme de l'image hors contact. (e) Image de contact après segmentation. (f) Image hors contact après segmentation.	52
2.8	Seuil de segmentation [0 - 255] en fonction du temps pour différentes charges normales, pour du verre contre du PDMS rugueux de $R_a 26\mu m$	54
2.9	Effet de la résolution spatiale de l'image sur l'aire de contact réelle, à différents zooms. L'aire est calculée à partir de la moyenne de l'aire sur 10 images du même micro-contact. (a) Aire de contact en fonction de la taille d'un pixel pour un contact de PDMS rugueux $26\mu m$. La mesure de l'aire est stable dans la gamme considérée de notre expérience. (b) Zoom = $9,8\mu m/px$. (c) Zoom = $11\mu m/px$. (d) Zoom = $14\mu m/px$. (e) Zoom = $20\mu m/px$. (f) Zoom = $27\mu m/px$	56

TABLE DES FIGURES

- 2.10 L'aire de contact réduit jusqu'à 30% lorsque la force tangentielle augmente. La courbe orange représente la force tangentielle en fonction du temps. Initialement, la force tangentielle est nulle, puis elle augmente jusqu'à une valeur maximum Q_s qui correspond au pic de frottement statique. La courbe bleue représente l'aire de contact réelle en fonction du temps. Initialement, l'aire est stable A_0^R , ensuite elle décroît lorsque la force tangentielle augmente jusqu'à un minimum A_s^R . Les paramètres utilisés sont : une rugosité $R_q = 26\mu m$, une vitesse de cisaillement $V = 0,1 mm.s^{-1}$ et une force normale $P = 2,1 N$ 58
- 2.11 Image brute d'un micro-contact individuel d'une surface rugueuse $R_q = 26\mu m$ en régime de glissement. En bleu : contour du micro-contact. En rouge : contour qu'il avait avant cisaillement. 59
- 2.12 L'aire de contact réelle A^R en fonction de la force tangentielle Q pour différentes forces normales P . La ligne pleine sur les données (symboles) représente l'ajustement par l'équation (2.8). Le fit est en accord avec les données expérimentales, une valeur de l'aire initiale A_0^R puis une décroissance quadratique de l'aire pendant le cisaillement. La pente de la droite rouge nous donne l'inverse de la contrainte de cisaillement critique σ . Pour une meilleur visibilité des données, seulement un point expérimental sur 100 a été tracé sur la figure. 60
- 2.13 Prédiction du pic de frottement statique par l'équation (2.11) ($Q_s^{estimated}$) en fonction de la mesure du pic de frottement statique ($Q_s^{measured}$). Les symboles colorés ronds représentent les mono-contacts, décrits plus loin dans ce chapitre, les étoiles correspondent aux interfaces rugueuses. La couleur donne une information sur le type d'interface : en jaune le PDMS pseudo-adsorbé, en orange le PDMS réticulé, en violet le verre. 62
- 2.14 La différence relative du pic de frottement statique entre les prédictions des équations (2.11) et (2.12), en fonction de la variation d'aire de contact réelle au cours du cisaillement. La ligne rouge est de pente 1 et passe par l'origine. Les symboles colorés ronds représentent les mono-contacts, décrit plus loin dans ce chapitre en section 2.4, les étoiles correspondent aux interfaces rugueuses. La couleur donne une information sur le type d'interface : en jaune le PDMS pseudo-adsorbé, en orange le PDMS réticulé, en violet le verre. 64
- 2.15 Changement de forme lors du cisaillement pour différentes micro-jonctions de l'interface. En bleu, le contour de l'aire avant cisaillement, en rouge le contour de l'aire de contact sous cisaillement. La réduction des dimensions de chaque micro-jonction suit une direction préférentielle, celle du chargement tangential (direction horizontale). 65

TABLE DES FIGURES

2.16 (a) Schéma de l'expérience de frottement d'un mono-contact. En bas une sphère de PDMS (en bleu) moulé sur une lame de verre (gris), par dessus une lame de verre (également en gris). (b) Contact sphérique de rayon $R = 9,42mm$ contre un plan de verre. L'aire apparente initiale (pointillé orange) réduit lors du cisaillement (ligne bleue). L'image du contact est segmentée pour mesurer l'aire de contact A^A automatiquement (droite). Avec L^x la largeur et L^y la hauteur du contact.	66
2.17 Les symboles représentent la variation de l'aire de contact réelle A^R en fonction de la force tangentielle Q pour différentes forces normales P . Le mono-contact à un rayon $R = 9,42mm$, une vitesse de cisaillement $V = 0,1mm.s^{-1}$. Les lignes pleines colorées représentent les fits quadratiques des données. La ligne rouge, passant par l'origine, est un fit linéaire des points représentant les pics de frottement statique. L'inverse de sa pente donne la valeur de la contrainte de cisaillement critique de mise en glissement, σ	67
2.18 Paramètre de la réduction d'aire α en fonction de l'aire réelle initiale A_0^R des contacts individuels, pour toutes les expériences réalisées (forces normales et types de substats différents). La couleur donne une information sur le type d'interface : en jaune le PDMS pseudo-adsorbé, en orange le PDMS réticulé, en violet le verre. Les ronds représentent les mono-contacts modèles, les étoiles les micro-jonctions individuelles au sein des multi-contacts.	68
2.19 L^x en fonction de la force tangentielle Q pour différentes forces normales P dans un mono-contact modèle. $R = 9,42mm$, $V = 0,1mm.s^{-1}$. Les lignes pleines représentent le fit des données par l'équation (2.15).	69
2.20 Définition des grandeurs L^x et L^y pour une micro-jonction. (a) Schéma de principe, l'ellipse dans laquelle s'inscrit la micro-jonction sert de base pour définir la largeur L^x et la hauteur L^y . (b) Application de cette convention à la micro-jonction de la figure 2.11.	70
2.21 Paramètre de réduction de la largeur ζ en fonction de l'aire initiale. Les symboles en formes d'étoiles représentent les interfaces rugueuses, les symboles en forme de rond les mono-contact. Les couleurs représentent le type d'interface (voir légende).	71
2.22 α en fonction de P pour un mono-contact de type A. Droite pointillée : ajustement par une loi de puissance.	73
3.1 Schéma des interfaces considérées. (a) Une surface rugueuse ($R_q = 26\mu m$) contre un substrat d'élastomère d'épaisseur e , soumise à une force normale P constante et une force tangentielle F croissante. L'aire de contact réelle A^R est mesurée en plus du déplacement du substrat rigide d sur lequel est déposé le revêtement. (b) Une sphère de PDMS lisse de rayon $R = 9,42mm$ moulée sur un corps de $6mm$ d'épaisseur. Le contact se fait contre un substrat d'élastomère d'épaisseur e	77

TABLE DES FIGURES

3.2	Mesures brutes pour un dépôt de PDMS réticulé d'épaisseur $e = 4,65\text{mm}$. (a) La force tangentielle F en fonction du temps t pour différentes valeurs de la force normale P . (b) L'aire de contact réelle A^R mesurée en fonction du temps pour ces différentes forces normales P	78
3.3	Schéma des différentes étapes de préparations des revêtements épais ($e > 500\mu\text{m}$) par moulage. (1) Remplissage du moule. (2) Plaquage des surfaces. (3) Réticulation du PDMS. (4) Ouverture du moule. (5) Retrait de l'espaceur.	79
3.4	Schémas des différentes étapes de préparation des échantillons d'épaisseurs micrométriques par <i>spin-coating</i> . De gauche à droite : dépôt, accélération s'accompagnant de l'éjection d'une grande partie du volume excédentaire, réduction progressive de l'épaisseur au cours de la rotation stationnaire, arrêt fixant l'épaisseur finale.	79
3.5	Schéma d'une surface revêtue par des molécules de PDMS pseudo-adsorbées. Les disques rouges représentent les points de greffage. Les disques bleus les points d'ancrage (d'adsorption).	80
3.6	Force de frottement statique F_s en fonction de l'aire de contact réelle correspondante, A_s^R , pour différents contacts sphère-plan lisses sur des revêtements d'épaisseur e différentes (voir légende) et pour différentes forces normales entre $0,2$ et $2,5\text{N}$. Lignes : ajustement linéaire passant par l'origine pour chaque épaisseur. La valeur de la contrainte de cisaillement critique de mise en glissement, σ_s correspond à la pente de ces lignes.	82
3.7	Valeur de la contrainte de cisaillement critique de mise en glissement σ_s en fonction de l'épaisseur e du revêtement, pour des contacts sphère-plan lisses. La ligne noire sert à guider le regard. Les zones colorées correspondent aux différentes méthodes de préparation des revêtements.	83
3.8	Valeur de la contrainte de cisaillement critique de mise en glissement σ_s en fonction de l'épaisseur e du revêtement, pour des multi-contacts sur une surface rugueuse de rugosité <i>rms</i> $26\mu\text{m}$. La ligne noire sert à guider le regard. Les zones colorées correspondent aux différentes méthodes de préparation des revêtements.	84
3.9	Images typiques de multi- (a) et mono-contacts (b). (a) Rayon moyen d'un micro-contact dans un contact rugueux $\sim 50\mu\text{m}$. (b) Rayon de contact moyen d'un mono-contact $\sim 1\text{mm}$	85
3.10	Contrainte de cisaillement critique de mise en glissement adimensionnée $\frac{F_s}{A_s^R \sigma_\infty}$ en fonction de l'épaisseur du revêtement adimensionnée $\frac{e}{a}$, pour des mono-contacts (bleu) et des multi-contacts (rouge).	86
3.11	Contrainte de cisaillement critique de mise en glissement σ_s en fonction de la vitesse de mise en charge, V , pour un mono-contact lisse, une épaisseur de revêtement $e = 4,6\text{mm}$ et une force normale $P = 1,1\text{N}$	87

TABLE DES FIGURES

3.12	Schémas du modèle pour les deux régimes limites correspondant à une petite épaisseur (à gauche) et à une grande épaisseur (à droite). Les zones hachurées correspondent aux régions où la plupart de la déformation se produit, de volume V_p	88
3.13	Test des scalings du modèle sur les données expérimentales. $F_s - A_s^R \sigma_0$ en fonction de : (a) $e \cdot A_s^{R\frac{1}{2}}$ pour les faibles épaisseurs soit un ratio $\frac{e}{a} < 0,25$, (b) A_s^R pour les grandes épaisseurs soit un ratio $\frac{e}{a} > 1,8$. Lignes pointillées : ajustement linéaire des données, donnant les valeurs $\beta = (1,6 \pm 0,1) \cdot 10^5 J.m^{-3}$ et $\beta' = (8 \pm 2) \cdot 10^5 J.m^{-3}$	89
4.1	Figure extraite de [22]. Schéma de la géométrie du système considéré dans le modèle SD. X correspond au déplacement imposé au corps rigide supérieur.	93
4.2	Évolution du champ de pression normalisé, $\frac{p}{p_0}$, dans le modèle SD pour une force tangentielle appliquée croissante (couleurs de bleu vers rouge). Le modèle a été appliqué pour des ensembles de paramètres utilisés dans les expériences qui seront décrites dans la suite de ce chapitre : $L = 34,7mm$, $w = 19,8mm$, $N = 3,1N$. (a) $H = +2mm$, $\mu = 1,28$. (b) $H = 0mm$, $\mu = 1,38$. (c) $H = -2,5mm$, $\mu = 1,17$	93
4.3	Évolution du champ de contrainte de cisaillement normalisée $\frac{\sigma}{\mu p_0}$ dans le modèle SD pour une force tangentielle appliquée croissante (couleurs de bleu vers rouge). Mêmes paramètres qu'en figure 4.2 : $L = 34,7mm$, $w = 19,8mm$, $N = 3,1N$. (a) $H = +2mm$, $\mu = 1,28$. (b) $H = 0mm$, $\mu = 1,38$. (c) $H = -2,5mm$, $\mu = 1,17$	95
4.4	Figure extraite de [87]. Découpage en imagettes de corrélation des images initiale (t) et finale ($t + dt$).	97
4.5	Figure extraite de [87]. Principe de calcul de la fonction d'inter-corrélation de deux imagettes.	98
4.6	Figure modifiée extraite de [87]. Étapes de corrélation des imagettes, le résultat nous donne la fonction d'inter-corrélation des imagettes.	99
4.7	(a) Pics de corrélation obtenus par corrélation de deux imagettes. (b) Schéma de la composition des pics de corrélation. R_p le pic principal, R_f les pics secondaires, R_c les pics dus au bruit.	100
4.8	Figure extraite de [87]. Principe de l'approximation sub-pixel. (a) La position du maximum du pic de la fonction de corrélation donne une valeur du déplacement au pixel près. (b) Interpoler le maximum de la fonction de corrélation en se servant de tout le pic de corrélation permet de mesurer le déplacement avec une précision sub-pixel.	100
4.9	Figure extraite de [88]. La ligne verte représente le déplacement réel du système, les lignes en bleu et en orange sont les déplacements mesurés par différentes techniques de corrélation. La différence entre le déplacement réel et mesuré est notamment dû au choix de la fonction d'interpolation du pic principal de corrélation.	101

TABLE DES FIGURES

4.10	Fonction de corrélation $c(n)$ vs longueur [px] pour $n \in [-32, 32]$ (en haut). Module du spectre de Fourier calculé pour $N=1024$ vs fréquence normalisée (en bas).	103
4.11	Fonction de corrélation après ajouts de 0 vs longueur [px] pour $n \in [-160, 160]$ (en haut). Module du spectre de Fourier calculé pour $N=1024$ vs fréquence normalisée (en bas).	105
4.12	Fonction de corrélation interpolée linéairement vs longueur [px] pour $n \in$ $[-160, 160]$. Réponse fréquentielle des deux termes de la fonction interpolée $\hat{C}_{up}(k)$ et $\hat{K}_{lin}(k)$ calculées pour $N = 1024$ vs fréquence normalisée.	105
4.13	(a) La fonction de corrélation initiale, la résolution maximum (1 pixel) est inférieure à la résolution attendue pour cette mesure. (b) La fonction de corré- lation initiale avec une intercalation de zéros. Plus nous insérons de zéros plus la résolution est améliorée. Le temps de calcul augmente également de façon significative avec l'ajout des zéros.	107
4.14	(a) La transformée de Fourier de la fonction de corrélation initiale avec une intercalation de zéros. (b) Après application de la fonction porte sur la trans- formée de Fourier, il ne reste plus qu'une seule composante. Ce filtrage explique la perte d'énergie de la fonction de corrélation.	108
4.15	(a) Le signal filtré subit une nouvelle transformée de Fourier. La nouvelle fonction de corrélation ainsi obtenue est plus précise mais avec un maximum plus bas. (b) La fonction de corrélation est multipliée par 4 pour compenser la perte du filtrage.	108
4.16	Gain en précision sur la fonction de corrélation grâce à une interpolation ju- dicieuse. (a) Fonction de corrélation initiale. (b) Fonction de corrélation après interpolation, la fonction de corrélation est maintenant mieux résolue. Le maxi- mum de déplacement est maintenant défini avec une précision sub-pixel. . . .	109
4.17	Déplacement mesuré en [px] en fonction du déplacement imposé en [px]. En noir, la position du maximum de corrélation de deux objets gaussiens. En rouge, la position du maximum de la fonction de corrélation obtenue par une interpolation quadratique. En bleu, la position du maximum de la fonction de corrélation obtenue par une interpolation en sinus cardinal (code article [91]).	111
4.18	Image typique utilisée, une fois segmentée. Taches blanches : micro-contacts. Les six sous-zones étudiées sont indiquées par des couleurs différentes. . . .	111
4.19	Évolution du champ $\frac{A^R(x)}{A_0^R(x)}$ au cours du cisaillement croissant (couleurs de bleu, sous charge purement normale, à rouge, au pic de frottement statique), pour différentes hauteurs d'application de la force tangentielle. (a) $H = +2mm$. (b) $H = 0mm$. (c) $H = -2,5mm$	112
4.20	$\frac{\theta}{\theta_0}$ prédit pour différents couples en fonction de x . (a) $H = +2mm$. (b) $H =$ $0mm$. (c) $H = -2,5mm$	114

TABLE DES FIGURES

4.21	Évolution du champ de déplacement à l'interface de contact au cours du cisaillement croissant (couleurs de bleu, sous charge purement normale, à rouge, au pic de frottement statique), pour différentes hauteurs d'application de la force tangentielle et pour une force tangentielle allant de 0 à 3N. (a) $H = +2mm$. (b) $H = 0mm$. (c) $H = -2,5mm$	115
4.22	(a) Définition de la raideur tangentielle du système. En noir la courbe de charge en fonction du déplacement. En rouge la pente initiale dont le coefficient directeur définit la raideur du système $k_{\text{système}}$. $P = 3,1N$. (b) Raideur du système ($H = 0mm$) en fonction de la pression moyenne (cercles bleus) ajustée par l'équation (4.16) (en rouge).	116
4.23	Décomposition des différentes contributions de la raideur.	117
4.24	Évolution du champ de déplacement prédite en combinant les contraintes issues du modèle SD et la raideur composite de l'équation 4.21. Les couleurs vont du bleu (force normale pure) au rouge (au pic de frottement statique). Avec $L = 34,7mm$, $w = 19,8mm$, $N = 3,1N$. (a) $H = +2mm$, $\mu = 1,28$. (b) $H = 0mm$, $\mu = 1,38$. (c) $H = -2,5mm$, $\mu = 1,17$	119
4.25	Déplacement horizontal mesuré de chacune des six sous-zones de l'interface (les couleurs correspondent à celles de la figure 4.18) en fonction du déplacement du traceur, pour différentes hauteurs d'application de la force tangentielle. (a) $H = +2mm$. (b) $H = 0mm$. (c) $H = -2,5mm$	119
4.26	Différence de déplacement entre l'interface et la lame de verre en fonction du temps ($H = +2mm$). La ligne verte représente la pente référence lorsque l'interface ne glisse pas. La ligne en pointillés rouge a la même pente que la ligne verte, mais est décalée d'une valeur arbitraire. La ligne noire correspond au fit par une fonction polynomiale d'ordre 5 des données bleu foncé. L'intersection entre la ligne noire et la ligne en pointillés rouge permet de définir l'instant de premier glissement, le point rouge. Cette procédure est répétée pour toutes les zones de l'interface.	121
4.27	Instants de rupture correspondant au premier glissement, en fonction de la position le long de l'interface, pour différentes hauteurs d'application de la force tangentielle. (a) $H = +2mm$. (b) $H = 0mm$. (c) $H = -2,5mm$. (d) $H = +4mm$. (e) Schéma de l'expérience. (f) $H = -4,5mm$	122
4.28	Différence de déplacement entre l'interface et la lame de verre en fonction du temps ($H = +2mm$) en régime de stick-slip. Les points rouges représentent les instants de glissement pour chacune des six sous-zones étudiées.	123
4.29	Instants de rupture correspondant à un événement de slip en régime de <i>stick-slip</i> , en fonction de la position le long de l'interface, pour différentes hauteurs d'application de la force tangentielle. (a) $H = +2mm$. (b) $H = 0mm$. (c) $H = -2,5mm$. (d) $H = +4mm$. (e) Schéma de l'expérience. (f) $H = -4,5mm$	124
4.30	Force de frottement statique en fonction de la hauteur d'application de la force tangentielle.	125

TABLE DES FIGURES

Liste des tableaux

1.1	Caractéristiques du moteur utilisé.	30
1.2	Principales caractéristiques du système d'acquisition optique.	34
2.1	Récapitulatif des contraintes de cisaillement critiques des interfaces rugueuses (multi-contacts) et lisses (mono-contact, voir section 2.4), pour les différents substrats utilisés lors des expériences.	61

Résumé

La mise en glissement d'une interface de contact est un phénomène dont la dynamique spatio-temporelle est encore mal comprise. Dans cette thèse, nous avons développé et mis en œuvre un dispositif expérimental original permettant de visualiser in situ les phénomènes locaux en jeu lors de la mise en glissement d'interfaces rugueuses élastomères, avec une bonne résolution temporelle. Nous avons mis en évidence une forte réduction de l'aire de contact réelle au sein d'une interface de contact sous cisaillement, et ce bien avant le début du glissement macroscopique. Cette réduction influence la valeur de la force de frottement statique de l'interface. Nous avons montré que le paramètre qui quantifie l'amplitude de la réduction vérifie une loi d'échelle valable largement, allant des mono-contacts millimétriques jusqu'aux jonctions micrométriques impliquées dans les interfaces rugueuses. Nous avons ensuite montré que la contrainte de cisaillement critique de mise en glissement d'une interface n'est pas une constante pour un couple de matériaux en contact. En effet, en changeant systématiquement l'épaisseur d'un revêtement élastique sur l'un des corps en contact, on peut varier cette contrainte d'un facteur trois. Cet effet est interprété semi-quantitativement via un modèle couplant dissipation à l'interface et dans le volume des matériaux. Nous avons enfin montré que la dynamique spatio-temporelle de mise en glissement est influencée par le couple appliqué à l'interface par la force de frottement, lorsque celle-ci n'est pas exercée dans le plan de l'interface. En particulier, via une mesure du champ de déplacement par corrélation d'images, nous avons réalisé la première comparaison quantitative avec un modèle récent décrivant cet effet de couple.

Mots clefs : frottement statique ; aire de contact réelle ; imagerie de contact ; élastomère ; revêtement élastique ; front de glissement

Summary

The onset of sliding of a contact interface is a phenomenon the space-time dynamics of which are still poorly understood. In this thesis, we have developed and implemented an original experimental device allowing us to visualize in situ the local phenomena involved during the onset of sliding of rough elastomer interfaces, with a good temporal resolution. We have shown a strong reduction of the real contact area within a sheared contact interface, well before the beginning of macroscopic sliding. This reduction affects the value of the static friction force of the interface. We have shown that the parameter that quantifies the amplitude of the reduction obeys a well-defined scaling law ranging from millimetric mono-contacts to the micrometric junctions involved in rough interfaces. We have then shown that the shear strength of an interface is not a constant for a couple of materials in contact. Indeed, by systematically changing the thickness of an elastic coating on one of the bodies in contact, we could vary the value of the shear strength by a factor three. This effect is interpreted semi-quantitatively via a model incorporating dissipation both at the interface and in the bulk of the materials. We have finally shown that the space-time dynamics of the onset of sliding is influenced by the torque applied to the interface by the friction force, when the latter is not exerted in the plane of the interface. In particular, via a digital image correlation-based measurement, we performed the first quantitative comparison with a recent model describing this torque effect.

Keywords : static friction ; true contact area ; contact imaging ; elastomer ; elastic coating ; micro-slip front