



Frottement des mousses : l'échelle mésoscopique du frottement

Cyprien Poirier

► To cite this version:

Cyprien Poirier. Frottement des mousses : l'échelle mésoscopique du frottement. Science des matériaux [cond-mat.mtrl-sci]. Université Paris sciences et lettres, 2021. Français. NNT : 2021UPSLS041 . tel-03229644

HAL Id: tel-03229644

<https://pastel.hal.science/tel-03229644>

Submitted on 19 May 2021

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

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



THÈSE DE DOCTORAT
DE L'UNIVERSITÉ PSL

Préparée à l'ESPCI Paris

Frottement des mousses : l'échelle mésoscopique du frottement

Soutenue par

Cyprien Poirier

Le 19/03/2021

École doctorale n°397

Physique et Chimie des matériaux

Spécialité

Physico-chimie

Composition du jury :

Benoît ROMAN
Directeur de Recherche,
PMMH-ESPCI Paris *Président*

Juliette CAYER-BARRIOZ
Directrice de Recherche,
Ecole centrale de Lyon *Rapporteuse*

Fabien AMIOT
Chargé de Recherche,
Université de Bourgogne-
Franche-Comté *Rapporteur*

Antoine CHATEAUMINOIS
Directeur de Recherche,
SIMM-ESPCI Paris *Directeur de thèse*

- Quelle pensée s'impose à vous ?
- L'urgence des choses que je dois faire.
- Qu'est-ce qui vous étonne dans la vie ?
- Sa brièveté.

Gérard PHILIPPE

Je souhaite remercier en premier lieu M. Étienne Barthel, directeur du laboratoire SIMM. La richesse de nos échanges scientifiques et la confiance qu'il m'a témoignée ont été déterminantes dans la rédaction de ce manuscrit. Je lui exprime toute ma gratitude pour le temps qu'il m'a accordé, ses conseils avisés et sa sympathie.

Je voudrais adresser de chaleureux remerciements à Mme Guylaine Ducouret, co-directrice du laboratoire, qui a été pour moi un soutien précieux et indéfectible. Merci également à M. Jean-Baptiste d'Espinose, co-directeur du laboratoire, pour sa médiation.

Je tiens aussi à remercier mon directeur de thèse, M. Antoine Chateauminois, d'avoir manifesté la volonté de m'encadrer en thèse, à l'issue de mon stage de Master 2 sous sa direction. Merci à lui, ainsi qu'à Mme Émilie Verneuil et M. Christian Frétiigny, notamment pour l'attention qu'ils ont portée à mes travaux expérimentaux.

Je veux encore remercier M. Cyprien Gay, membre de mon comité de suivi de thèse, pour notre discussion fructueuse autour d'un café du Cinquième un matin d'été, qui m'a permis de développer la simulation présentée dans le chapitre 3.

Une grande partie du montage expérimental de cette thèse a été fabriquée par l'atelier mécanique du laboratoire. Un grand merci, en particulier, à Ludovic Olanier et Alexandre Lantheaume pour leur implication dans le projet, leur expertise et leur bonne humeur. Alexandre, je garderai le souvenir de nos "virées" découpe de mousse au jet d'eau au fin fond de l'Essonne.

Je voudrais également remercier Mme Juliette Cayer-Barrioz et M. Fabien Amiot, rapporteurs, pour l'intérêt qu'ils ont porté à mon travail. Je remercie M. Benoît Roman, président du jury, pour son impartialité et sa bienveillance.

J'associe à ces remerciements tous les membres permanents et non permanents du laboratoire SIMM. J'ai apprécié de pouvoir travailler à leurs côtés et je leur suis reconnaissant pour leur enthousiasme à venir partager avec moi l'amour de l'art dramatique le temps d'une représentation au théâtre du Gymnase Marie Bell. Plus personnellement, j'aimerais remercier Cécile Mussault, Antoine Fleury, Heiva Le Blay, Soufiane Abdelghani-Idrissi et Bruno Bresson. Merci à Martín Maza Cuello (a ver si porfín podremos cantar Ein deutsches Requiem), Lola Ciapa ainsi qu'à tous les stagiaires italiens Guido Violano, Vincenzo Fazio et Vito Acito.

J'ai une pensée pour mes années à l'École Normale Supérieure qui m'ont ouvert le chemin de la réussite et permis de réaliser mes projets. Je remercie vivement ma famille et mes amis d'être toujours là à mes côtés. Enfin, un grand merci à celle qui m'a fait découvrir le berceau du chocolat Bonnat.

Table des matières

Introduction générale	1
1 Les mousses d'élastomère pour l'étude du frottement	3
1.1 Etat de l'art sur le frottement	4
1.1.1 Approche macroscopique phénoménologique du frottement	4
1.1.2 Les modèles microscopiques du frottement	5
Le modèle de Prandtl-Tomlinson	6
Le modèle de Frenkel-Kontorova	8
Le modèle de Schallamach	9
1.1.3 De nouvelles pistes d'étude pour le frottement	11
1.2 Un système modèle : la mousse d'élastomères	14
1.2.1 La piste des mousses d'élastomère	14
1.2.2 Frottement dans les mousses d'élastomères	15
Mise en évidence de la reproductibilité des fluctuations de la force de frottement	15
Mesure de la longueur caractéristique associée aux événements d'accrochage et de décrochage	17
Limites de la configuration linéaire	18
1.3 Bilan	19
2 Matériel et méthodes	21
2.1 Mousse de polyuréthane	22
2.1.1 Microstructure	22
2.1.2 Réponse mécanique en compression uniaxiale	25
2.2 Dispositif de frottement en rotation	29
2.2.1 Description	29
Schéma de principe	29
Mesure du couple	30
Mesure de la force normale	30
Mesure des champs de déformation de la mousse	31
2.2.2 Caractéristiques des échantillons	31
Géométrie des échantillons	31
Localisation des déformations dans l'anneau en compression uniaxiale	32
Choix de l'enfoncement Δz	33
2.2.3 Protocole expérimental	33
Frottement en départ lancé	33
Réglage du zéro et incidence sur les mesures	35
Choix de la vitesse de rotation	37
Corrections liées à la configuration rotationnelle	37

	Vieillessement des échantillons	39
2.2.4	Mesure des déformations en frottement	40
	Principe général de la corrélation d'images (DIC)	40
	Protocole suivi	41
2.3	Bilan	42
3	Mise en évidence et caractérisation des mécanismes d'accrochage/décrochage dans le frottement des mousses	43
3.1	Mise en évidence des mécanismes locaux d'accrochage/décrochage .	44
3.1.1	Additivité des effets des événements locaux à l'interface frot- tante	44
3.1.2	Confirmation de la reproductibilité des fluctuations de la force de frottement en rotation	45
3.1.3	Mesure de la longueur caractéristique des événements locaux d'accrochage/décrochage	47
3.2	Détermination de l'amplitude et de la densité de surface des événe- ments d'accrochage/décrochage	49
3.2.1	Mise en évidence du caractère gaussien des fluctuations de la force de frottement	50
3.2.2	Lien entre les paramètres macroscopiques du frottement et les paramètres microscopiques décrivant les événements d'accro- chage/décrochage	51
3.2.3	Mesure de la densité surfacique et de l'amplitude des événe- ments d'accrochage/décrochage	53
3.2.4	Bilan	54
3.3	Profil de force d'un événement d'accrochage et de décrochage	55
3.3.1	Visualisation de la dissymétrie d'un événement local	55
3.3.2	Effet d'une densité de probabilité dissymétrique de la force élémentaire sur la distribution statistique des fluctuations de force de frottement	57
	Influence de la dissymétrie sur la convergence vers la loi nor- male	57
	Conséquences sur la distribution statistique des fluctuations de la force de frottement	58
3.3.3	Mise en évidence de la dissymétrie dans les fluctuations de la dérivée du signal de force de frottement	63
3.4	Lien entre les mécanismes microscopiques d'accrochage/décrochage et les propriétés spectrales des fluctuations de la force de frottement	67
3.4.1	Composition spectrale des fluctuations de la force de frottement	67
3.4.2	Simulation numérique d'une expérience de frottement	74
3.4.3	Discussion	78
3.5	Conclusion partielle	80
4	Rôle de la déformation de la matrice cellulaire dans le frottement des mousses	81
4.1	Distribution des déformations sous compression et cisaillement à l'in- térieur de l'anneau	82
4.1.1	Mise en évidence de deux régimes de déformation	82

4.1.2	Evolution de l'épiderme et origine de l'effet de seuil en enfoncement	87
4.1.3	Discussion	92
4.2	Dépendance de la contrainte de frottement vis-à-vis de la déformation de l'anneau	94
4.2.1	Mise en évidence de l'existence de deux régimes de réponse en frottement en fonction de l'enfoncement de l'anneau	94
4.2.2	Description phénoménologique fondée sur le modèle d'accrochage/décrochage	96
	Régime des petits enfoncements	96
	Régime des grands enfoncements	98
4.2.3	Discussion	101
4.3	Etude du couplage entre la force normale et la force de frottement pour les grands enfoncements	102
4.3.1	Mise en évidence d'un frottement de type coulombien dans le régime des grands enfoncements	102
4.3.2	Modélisation heuristique du couplage entre force normale et force tangentielle	105
4.3.3	Pistes d'exploration pour les forces normales négatives aux petits enfoncements	111
4.3.4	Bilan	111
	Conclusions et perspectives	113
	A Capteur de force normale	117
	B Partition des déformations entre disque et anneau	119
	C Programme MATLAB de la simulation numérique du frottement anneau contre disque	123
	D Expériences préliminaires autour du couplage entre force normale et force tangentielle	127

Introduction générale

Le frottement est l'un des plus vieux problèmes de la physique – De Vinci et Galilée l'étudiaient déjà aux XVI^e et XVII^e siècles – et probablement l'un de ceux qui revêtent la plus grande importance d'un point de vue pratique encore aujourd'hui [1] [2] [3]. En effet, il joue un rôle central à différentes échelles dans un grand nombre de systèmes, depuis les contacts nanométriques inhérents aux micro et nanomachines [4] ou aux moteurs moléculaires biologiques [5] jusqu'aux échelles géophysiques caractéristiques des tremblements de terre [6] [7] [8]. La capacité à contrôler et à manipuler le frottement est extrêmement importante pour de nombreuses applications. Il s'agit souvent de réduire le frottement pour minimiser la consommation d'énergie ou l'usure des roulements et des moteurs. C'est le cas par exemple dans le domaine automobile [9]. Au contraire, de nombreuses technologies récentes en tirent profit. On peut citer le développement des interfaces tactiles [10] [11], les technologies nécessaires dans les systèmes micro et nano électromécaniques (MEMS/NEMS) [12] ou encore les systèmes biomimétiques [13]. Ainsi, en raison de son importance pratique et technologique, le problème du frottement a stimulé la réflexion scientifique au cours des siècles pour comprendre de manière toujours plus fine les mécanismes impliqués lorsque deux surfaces en contact glissent l'une contre l'autre.

Néanmoins, la description physique du frottement reste encore un sujet largement ouvert. Comme nous le verrons dans l'état de l'art de la première partie du chapitre 1, de nombreux modèles microscopiques existent pour rendre compte du frottement. Ils s'appuient souvent sur l'existence d'événements dissipatifs intermittents d'accrochage et de décrochage à l'échelle microscopique à l'interface frottante (interactions entre micro-aspérités de surfaces rugueuses, adsorption/désorption de molécules à l'interface, etc...). Mais une des principales difficultés dans la validation de tels modèles est qu'il est très difficile d'obtenir des informations expérimentales sur ces mécanismes car ils ont lieu à des échelles spatiales et temporelles inaccessibles à l'observation. Dans le cadre de ce projet, nous contournons ces difficultés en nous intéressant à un système mésoscopique modèle, les mousses d'élastomères polyuréthane à cellules ouvertes. Ces mousses présentent à leur surface des structures hétérogènes faites de brins et de boucles capables de s'enchevêtrer, selon un mécanisme semblable à celui à l'oeuvre dans le Velcro. L'enjeu du présent travail est de montrer que les mécanismes d'accrochage/décrochage mis en jeu dans ce système peuvent constituer un modèle mésoscopique des intermittences du frottement (possibilité d'avoir accès aux caractéristiques de ces événements et de leur statistique, lien entre la force de frottement et la statistique, etc...). Dès lors, notre objectif est de développer, à partir de mesures expérimentales, un modèle de frottement permettant de décrire sur des bases statistiques le lien entre ces intermittences et la force de frottement macroscopique.

Nous avons donc réalisé des expériences de frottement mettant en jeu des interfaces mousse contre mousse dans lesquelles les mesures des forces et de leurs fluctuations sont associées à des techniques d'imagerie permettant de mesurer les déplacements locaux associés à la déformation de la mousse sous compression et cisaillement.

Dans le cadre d'expériences préliminaires également décrites au chapitre 1, nous montrons que les fluctuations de la force de frottement portent la marque des phénomènes intermittents d'accrochage et de décrochage à l'interface, ce qui fait des mousses d'élastomère un système modèle d'interface pour l'étude du frottement.

Au chapitre 2, nous présentons le dispositif original de frottement en rotation que nous avons développé pour étudier de manière quantitative le frottement des mousses dans des géométries de contact variées. Nous montrons que la réponse mécanique de nos systèmes, aussi bien en compression qu'en cisaillement, impose de définir un protocole expérimental rigoureux pour l'étude des phénomènes interfaciaux.

En nous appuyant notamment sur la distribution statistique des fluctuations de la force de frottement ainsi que sur leur densité spectrale de puissance, nous caractérisons au chapitre 3 les événements dissipatifs mis en jeu à l'interface et développons un modèle statistique de frottement à l'échelle mésoscopique.

Enfin, au chapitre 4, nous enrichissons la description précédente en identifiant les couplages existant entre la réponse interfaciale et la déformation de la mousse.

Chapitre 1

Les mousses d'élastomère pour l'étude du frottement

Dans ce chapitre, nous dresserons dans un premier temps un état de l'art du frottement qui met en évidence la nécessité d'une compréhension physique à l'échelle microscopique. Après avoir évoqué l'approche macroscopique classique (Coulomb), nous présenterons différentes approches microscopiques du frottement qui s'intéressent à la description de mécanismes dissipatifs sous la forme d'événements d'accrochage et de décrochage. Nous pointerons la difficulté de tester expérimentalement ces modèles. Nous verrons cependant que des pistes existent, où il s'agit de transposer à l'échelle mésoscopique, plus facile à étudier, les phénomènes microscopiques précédents. Dans un second temps, nous montrerons que les mousses d'élastomères constituent un système mésoscopique modèle prometteur pour l'étude du frottement. Nous présenterons pour cela des expériences de frottement préliminaires où nous montrerons que les fluctuations liées à la force de frottement semblent porter la trace d'événements d'accrochage/décrochage entre brins et cellules.

1.1 Etat de l'art sur le frottement

1.1.1 Approche macroscopique phénoménologique du frottement

Les lois de frottement les plus classiques et les plus connues sont les lois phénoménologiques d'Amontons-Coulomb [14] (XVI^e-XVII^e siècle) qui énoncent que :

1. aucun glissement ne se produit tant que le rapport de la force de frottement F_T à la force normale F_N est inférieur à un certain seuil défini comme le coefficient de frottement statique μ_s . Une fois ce seuil dépassé, la force de frottement est proportionnelle à la force normale appliquée : $F_T = \mu F_N$ où μ est appelé le coefficient de frottement dynamique
2. le coefficient de frottement μ ne dépend ni de la force normale F_N ni de l'aire apparente de contact A_a

Notons bien que, dans les lois d'Amontons-Coulomb, les coefficients de frottement sont considérés comme des constantes pour des paires de matériaux en contact donnés. En fait, il n'y a pas de raisons évidentes qui justifient la validité de ces lois. Au contraire, beaucoup d'efforts ont été faits, entre autres dans les années 1940-1960, pour comprendre dans quelles conditions elles sont valables [15]. Il en est ressorti que le caractère coulombien du frottement peut être considéré en première approche comme une conséquence de la rugosité des surfaces. En effet, les surfaces réelles mises en contact ne se touchent en réalité qu'en un nombre discret de points. L'aire réelle de contact A_r est donc en général beaucoup plus petite que l'aire apparente (ou nominale) de contact A_a , qui correspondrait au cas de surfaces parfaitement lisses. En particulier, dans le cadre du modèle élastique de Greenwood et Williamson [16], c'est le caractère statistique de la distribution en hauteurs des aspérités de surface qui conditionne l'aire réelle de contact et donc la force normale : $A_r \propto F_N$. Parallèlement, Bowden et Tabor [17] ont montré que, pour des aspérités plastiques (métaux), la force de frottement est aussi proportionnelle à l'aire réelle de contact : $F_T \propto A_r$. Si l'on fait l'hypothèse que le frottement entre aspérités se fait pour une contrainte de cisaillement indépendante de la pression et de la taille des microcontacts, les deux considérations théoriques précédentes donnent ainsi un cadre de validité aux lois d'Amontons-Coulomb. En réalité, ce cadre n'est que très approximatif et présente de nombreuses exceptions. Par exemple, Nguyen et al. [18] ont montré expérimentalement que, dans le cas d'une interface multi-contact formée entre un caoutchouc lisse et des lentilles de verre statistiquement rugueuses (différentes distributions en hauteur des aspérités sont étudiées), la contrainte locale de cisaillement correspondant au frottement en régime permanent varie de façon sublinéaire avec la pression de contact locale sur toute la plage de pression étudiée. Ainsi, même en se plaçant dans les hypothèses du cadre défini précédemment, la loi de frottement d'Amontons-Coulomb ne prévaut pas nécessairement à l'échelle locale. Les violations des lois d'Amontons-Coulomb sont ensuite devenues un sujet de vif intérêt et l'attention s'est plutôt déplacée vers une compréhension détaillée des facteurs responsables de ces violations ainsi que vers la construction de lois de friction généralisées. A titre d'exemple, on peut citer des travaux réalisés sur les élastomères. Scheibert et al. [19] ont mesuré le champ de contrainte normale à l'interface multi-contact entre un film élastomère rugueux et une sphère de verre lisse sous charge normale. Ils ont observé des écarts significatifs à la loi d'Amontons-Coulomb qui

diminuent avec l'augmentation de la charge appliquée. Ils interprètent ces résultats comme une conséquence de la déformation locale des micro-contacts, un mécanisme qui n'est pas pris en compte dans la loi d'Amontons-Coulomb. Popov et al. [20] ont étudié théoriquement et expérimentalement le frottement entre un profil parabolique ou conique rugueux et un élastomère lisse. Ils ont proposé des relations analytiques entre les grandeurs mécaniques des surfaces en contact et leurs paramètres géométriques pour décrire le coefficient de frottement dans une large gamme de conditions de charge. Ils suggèrent une procédure de courbe maîtresse pour établir proprement la dépendance de ce coefficient à la charge normale. Cette procédure est vérifiée sur l'étude expérimentale du frottement entre une bille d'acier et un caoutchouc de polyuréthane pour différentes forces normales. Au final, il ressort des études récentes que les lois d'Amontons-Coulomb sont parfois observées et parfois non sans qu'on sache vraiment l'expliquer. En tous cas, la description du frottement met en jeu deux aspects distincts :

- la détermination de l'aire réelle de contact qui est liée à la rugosité des surfaces, à leurs propriétés mécaniques et adhésives ainsi qu'aux conditions de chargement des contacts
- les mécanismes physiques de dissipation à l'oeuvre à l'échelle du contact intime entre les surfaces

Des efforts considérables ont été et sont encore déployés pour déterminer à la fois théoriquement et expérimentalement l'aire réelle de contact [21] mais c'est le second point qui est au centre du présent travail.

1.1.2 Les modèles microscopiques du frottement

L'origine microscopique du frottement est une question difficile. En effet, la dissipation qui a lieu à l'interface entre solides en frottement couple à des échelles très variées des phénomènes physiques de natures très différentes : mécanique (déformations solides), interactions de contact, thermique (chaleur due au frottement interfacial ou à la dissipation dans le volume (viscoélasticité, viscoplasticité, microfractures...)), etc. Cependant, à l'échelle microscopique, il est souvent fait l'hypothèse, comme on le verra par la suite, que le frottement repose sur des processus hors équilibre qui consistent en l'accrochage et le décrochage de jonctions microscopiques transitoires qui lient entre elles les surfaces en frottement.

La modélisation du frottement a longtemps souffert de l'impossibilité expérimentale d'explorer ce qui se passe à l'échelle de la jonction individuelle. Mais avec l'avènement du microscope à force atomique (AFM) [22] et de l'appareil à forces de surface (SFA) [23], il est devenu possible de sonder les processus élémentaires impliqués dans la dissipation de l'énergie à l'échelle de ces jonctions. L'AFM et le SFA permettent en effet de mesurer les forces normales et latérales aux échelles nano et micrométriques : pour l'AFM, entre une pointe de rayon nanométrique ou une particule colloïdale de taille micrométrique et un substrat, pour le SFA, entre deux surfaces lisses à l'échelle atomique (mica clivé, sondes élaborées à partir de silice fondue). Ces techniques ont permis de collecter un grand nombre de données expérimentales sur des contacts physiques bien définis [24].

Du côté théorique, plusieurs approches ont été développées pour modéliser les

processus microscopiques qui sous-tendent le frottement. Tout d'abord, les modèles dits minimalistes décrivent à l'échelle atomique des interfaces étendues. Dans ces modèles, le frottement est conditionné par les instabilités élastiques qui se produisent à l'échelle atomique. Ils conduisent naturellement à deux états caractéristiques du système en frottement lorsqu'il est cisailé : des états "accrochés" et des états de glissement. Nous présenterons dans ce cadre les modèles fondateurs de Prandtl-Tomlinson (PT) [25] [26] et de Frenkel-Kontorova (KT) [27] qui ont donné lieu à de nombreux développements théoriques. Pour aller plus loin, des simulations numériques récentes [28] ont révélé qu'en réalité, même pour une pointe d'AFM glissant sur une surface cristalline, l'interface réelle consiste en un ensemble de contacts atomiques individuels. A des échelles plus grandes telles que celles impliquées dans les expériences SFA, l'aspect multi-contact se manifeste de manière encore plus évidente. La manière dont les contacts individuels peuvent être moyennés pour produire une loi de frottement macroscopique a fait l'objet d'intenses recherches théoriques et expérimentales au cours des dernières décennies. Le frottement est non seulement la somme des réponses de jonctions individuelles différentes mais il est aussi influencé par la dynamique temporelle et spatiale de l'ensemble des contacts qui forment l'interface de frottement. Nous présenterons dans cette perspective le modèle fondateur de Schallamach pour le frottement des caoutchoucs. Il est de nature similaire aux modèles atomistiques de PT et FK, mais implique une activation thermique des phénomènes d'accrochage/décrochage qui sont donc considérés comme des événements d'énergie suffisamment faible pour ce faire. Les développements qui suivent, autour des modèles minimalistes de PT et FK, sont largement repris des revues de Vanossi et al. [29] ainsi que de Müser et al. [30].

Le modèle de Prandtl-Tomlinson

Le modèle de Prandtl [25] et Tomlinson [26] est un modèle simpliste qui permet de comprendre le frottement solide [30] à l'échelle nanoscopique. Il rend compte, avec le minimum d'ingrédients, de l'intermittence dans le frottement entre états accrochés et états de glissement. Il a été initialement conçu pour comprendre la plasticité des matériaux.

Dans ce modèle, on considère le mouvement unidimensionnel d'une masse ponctuelle m entraînée à la vitesse constante v dans un potentiel sinusoïdal au moyen d'un ressort de raideur k (cf figure 1.1).

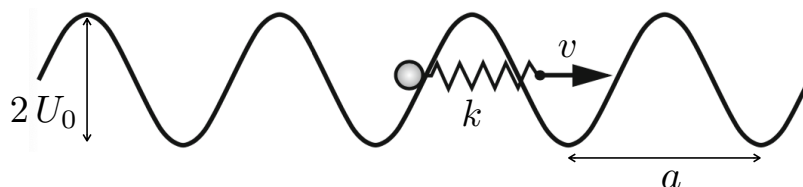


FIGURE 1.1 – Schéma du modèle de Prandtl-Tomlinson. Adapté de [20].

Le potentiel sinusoïdal, d'amplitude crête à crête $2U_0$, représente l'interaction entre le frotteur et le substrat. Il y a ainsi un paramètre extérieur, la position imposée par l'entraînement du ressort vt , et une variable, la position du frotteur de masse m fixé

à l'autre extrémité. La dissipation d'énergie associée au frottement est décrite par une force de type visqueux $-\gamma\dot{x}$, où γ est un coefficient d'amortissement.

Le modèle de Prandtl-Tomlinson prévoit plusieurs modes de frottement différents en fonction de l'importance relative de la raideur du ressort (gradient spatial de l'énergie élastique) par rapport à celle du potentiel sinusoïdal (gradient spatial de l'énergie d'interaction frotteur/substrat). Le paramètre caractéristique associé à cette comparaison est la grandeur adimensionnée $\eta = \frac{4\pi^2 U_0}{ka^2}$:

- si la raideur du ressort k est la plus grande ($\eta < 1$), la position d'entraînement fixe la position du frotteur. Le mouvement de glissement est alors régulier.
- si la raideur du potentiel périodique $\frac{U_0}{a^2}$ est la plus forte ($\eta > 1$), le mouvement du frotteur est discontinu et saccadé : il saute entre les minima successifs du potentiel périodique. Cela traduit de l'accrochage/décrochage et le frottement est intermittent. Physiquement, la complaisance du ressort d'entraînement crée des instabilités élastiques.

Le modèle de Prandtl-Tomlinson permet d'expliquer les expériences de frottement en microscopie à force atomique [20].¹ Expérimentalement, il a été montré qu'en entraînant une pointe d'AFM en contact avec une surface, on mesure un glissement régulier à chargement faible caractérisé par un frottement très faible associé à une absence d'instabilité élastique. A des chargements plus importants (ce qui revient dans le modèle à augmenter η), un frottement intermittent atomique prend place avec des sauts dont la périodicité est égale à celle du potentiel interatomique. Quand on augmente encore la charge, on met en évidence des sauts multiples [32] [33] (figure 1.2).

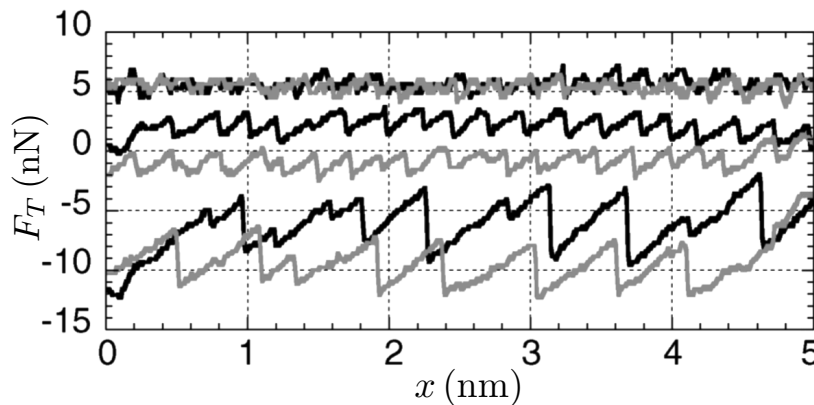


FIGURE 1.2 – Traces de force de frottement en fonction de la position pour les différents régimes de frottement obtenus en augmentant la force normale (η croissant). Les traces sont décalées verticalement pour plus de clarté. On passe d'un glissement régulier (en haut) à un glissement saccadé caractérisé par des sauts simples (au milieu) et des sauts multiples (en bas). Adapté de [32].

D'ailleurs, des travaux plus précis autour de la pointe d'AFM, notamment concernant sa raideur, ont mené à des prédictions de nouveaux régimes de frottement plus

1. Pour plus de détails sur les expériences d'AFM, le lecteur peut consulter [31].

complexes [34] [35].

Le modèle de Prandtl-Tomlinson et ses extensions et variations ont conduit à des méthodes nouvelles pour contrôler le frottement : par des moyens chimiques et micromécaniques dans la conception de nano-entraînements [36] [37] et la manipulation de molécules uniques [38], par la modulation de la force normale [39] [40] [41] [42].

Le modèle de Frenkel-Kontorova

Initialement, ce modèle a été proposé par Frenkel et Kontorova [27] pour décrire la déformation plastique dans les métaux par des mécanismes de type dislocation. Il décrit une chaîne 1D d'atomes couplés de manière harmonique avec leurs plus proches voisins (périodicité a_p à l'état libre) et soumis à un potentiel sinusoïdal (périodicité a_s) (figure 1.3). Contrairement au modèle de Prandtl-Tomlinson, le modèle de Frenkel-Kontorova autorise des déformations élastiques à longue portée. On peut d'ailleurs voir le modèle de Prandtl-Tomlinson comme une version en champ moyen du modèle de Frenkel-Kontorova [43] [44].

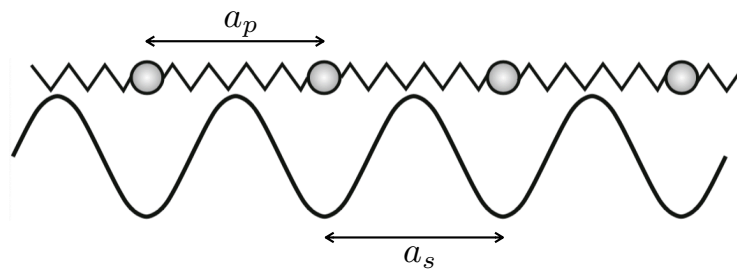


FIGURE 1.3 – Schéma du modèle de Frenkel-Kontorova. A l'état libre, les atomes sont séparés d'une distance a_p et la périodicité du potentiel sinusoïdal est a_s . Adapté de [20].

De par ses hypothèses extrêmement simples, il s'est avéré que ce modèle permettait en réalité de décrire un large spectre de phénomènes non-linéaires tels que la propagation des ondes de densité de charge [45], les parois de domaines dans les structures magnétiquement ordonnées [46] [47] ou encore, pour ce qui nous intéresse ici, l'intermittence du frottement dans les monocouches d'atomes adsorbées sur des surfaces cristallines [48]. En effet, quand on apporte une excitation extérieure au système en mettant en mouvement la chaîne d'atomes, on génère des solitons topologiques² en raison de l'incommensurabilité des périodes a_p et a_s (figure 1.3). Comme le système est non-linéaire, l'énergie associée à un soliton topologique diminue par excitation d'autres modes, en l'occurrence des phonons [49]. Cette dissipation d'énergie se traduit par l'existence d'une force de frottement effective qui finit par provoquer le piégeage du soliton par le potentiel sinusoïdal. Le modèle rend ainsi compte de l'alternance entre états accrochés et états de glissement au cours du

2. Dans l'approximation continue, le modèle se réduit en fait à l'équation Sine-Gordon dont on sait que les solutions combinent trois excitations élémentaires : les phonons, les solitons topologiques et les solitons dynamiques. Pour plus de détails sur la dynamique associée au modèle de Frenkel-Kontorova, le lecteur pourra consulter avec profit la revue de Braun et al. [49].

frottement³.

Le modèle de Frenkel-Kontorova permet notamment de rendre compte des expériences utilisant les microbalances à quartz. La largeur de la résonance du cristal de quartz peut être utilisée pour déterminer la dissipation due au frottement entre des couches adsorbées et des substrats cristallins [50]. Des mesures ont été effectuées sur une grande variété de molécules adsorbées sur des surfaces d'or, d'argent ou de plomb [51]. Néanmoins, ce modèle ne rend pas compte des déformations plus réalistes telles que les déformations réellement plastiques qu'on trouve dans beaucoup d'expériences de frottement, notamment celles impliquant des surfaces métalliques [52].

De manière générale, les modèles minimalistes, largement inspirés des modèles fondateurs de Prandtl-Tomlinson et Frenkel-Kontorova, rendent compte d'instabilités plus ou moins locales d'une grande complexité même s'ils se concentrent sur un petit nombre de degrés de liberté et se placent à l'échelle d'une jonction locale [53] [54]. Ils ont permis de faire des prédictions qui ont ensuite été vérifiées expérimentalement [55] [56].

Le modèle de Schallamach

Le modèle de Schallamach [57] vise à décrire le frottement entre des surfaces d'élastomères ou de gel et des surfaces rigides telles que le verre et le silicium. Schallamach rend compte du frottement par des événements d'accrochage/décrochage entre les molécules d'élastomères et la surface rigide, comme le décrit la figure 1.4.

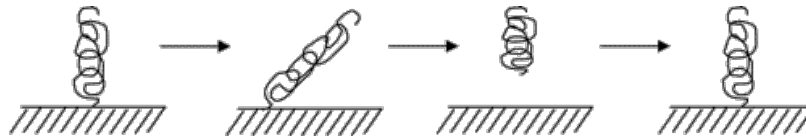


FIGURE 1.4 – Représentation d'une chaîne d'élastomère en contact avec une surface rigide en regard. La chaîne s'étire, se décroche, se détend et s'accroche de nouveau à la surface. Extrait de [58].

Les interactions sont ici thermiquement activées. La probabilité de décrochage d'une molécule est pilotée par l'équation d'Eyring [59]. Selon Eyring, une force latérale f appliquée à une liaison chimique modifie l'énergie d'activation de dissociation de la liaison E_a d'une quantité $-f\lambda$, où λ est la longueur d'activation de la liaison. La densité de surface de chaînes de polymère dans l'état lié Σ diminue alors selon l'équation suivante [60] :

$$\frac{d\Sigma}{d\delta} \propto -\frac{kT}{V} \Sigma e^{-\frac{E_a - f\lambda}{kT}} \quad (1.1)$$

avec k la constante de Boltzmann et δ le déplacement.

La contrainte interfaciale totale s'écrit quant à elle :

$$\sigma = \Sigma f \quad (1.2)$$

3. On est ici dans une perspective dynamique mais ce modèle permet aussi de comprendre le seuil en frottement statique : à partir d'une position de repos, on tire progressivement sur la chaîne d'atomes et, seulement quand la distorsion est assez grande, on commence à glisser par le mouvement de soliton.

Il en résulte que, à basse vitesse (la température fait que c'est réversible), il y a une forte population de jonctions Σ mais la force latérale f qui s'exerce sur chaque jonction est faible (faible déplacement avant rupture de la jonction) (figure 1.5 (gauche)). Quand on augmente la vitesse V , la contribution de l'énergie élastique à la statistique de décrochage augmente. Le nombre de jonctions baisse mais la force moyenne par jonction augmente (chargement plus fort avant rupture) (figure 1.5 (gauche)). Au final, cela fait que la contrainte interfaciale totale σ (équation 1.2) augmente d'abord avec la vitesse, atteint un maximum, puis diminue (figure 1.5 (droite)).

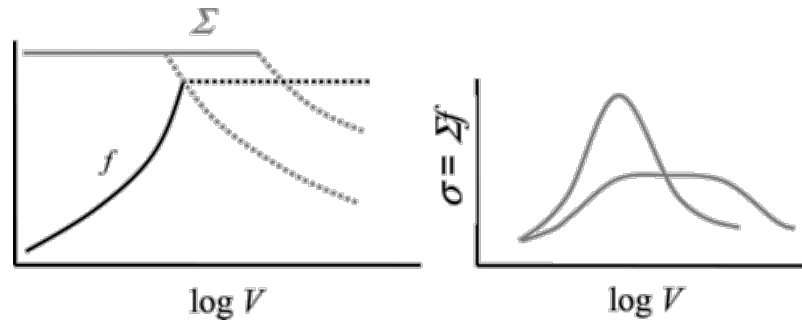


FIGURE 1.5 – A gauche, comportement qualitatif de la densité surfacique de liaisons Σ et de la force moyenne par liaison f en fonction de la vitesse V . Le produit de ces deux quantités donne la contrainte de cisaillement, à droite, qui augmente jusqu'à atteindre un pic avant de diminuer. Extrait de [58].

Le modèle de Schallamach permet notamment d'expliquer les résultats obtenus par Grosch [61]. En effet, Grosch a mesuré de manière systématique les effets de la vitesse, de la température et de la rugosité de surface pour plusieurs types d'élastomères. De façon systématique, il observe l'existence d'un pic de force dans la relation frottement vitesse (figure 1.6). Plus précisément, pour les contacts lisses (frottement d'élastomères contre du verre optiquement lisse), Grosch a remarqué que la vitesse correspondant à la contrainte de frottement maximale et la fréquence correspondant à la dissipation viscoélastique maximale sont dans le même rapport pour différents matériaux, de l'ordre de la longueur d'une chaîne moléculaire. Il a interprété cette longueur comme la longueur caractéristique séparant deux mécanismes d'accrochages moléculaires consécutifs lors du glissement. Pour les contacts rugueux, il a trouvé que l'échelle de longueur pertinente était la distance caractéristique entre les aspérités de surface.

Le modèle de Schallamach a donné lieu à de nombreux développements théoriques. Chernyak et Leonov [62] l'affinent en décrivant la dynamique d'accrochage et de décrochage des chaînes moléculaires de manière stochastique. Ils prennent aussi en compte dans cette dynamique le travail effectué pour étirer la chaîne de polymère jusqu'au point de décrochage. Pour aller plus loin, Singh et al. [63] incluent les effets non-linéaires dans l'extension des chaînes de polymères ainsi que l'effet de retard visqueux induit par les chaînes voisines. En parallèle, de nombreuses recherches ont testé expérimentalement les bases moléculaires de ces modèles. Parmi eux on peut citer les travaux de Gong et Osada [64] ainsi que Yashima et al. [65] sur le frottement des hydrogels, ou bien encore ceux de Chaudhury [58] et Vorvolakos [66] sur des réseaux modèle de PDMS. Ces derniers ont montré qu'on pouvait

comprendre qualitativement l'effet de la température, de la charge normale, de la vitesse de glissement et de la masse moléculaire en utilisant les idées originales de Grosch, Schallamach et Chernyak-Leonov. Néanmoins, ils mettent en évidence des différences de comportement qui ne sont pas prises en compte par les modèles précédents quand ils font varier la nature des surfaces en frottement. Le modèle de Singh et al. a notamment été motivé par ces observations.

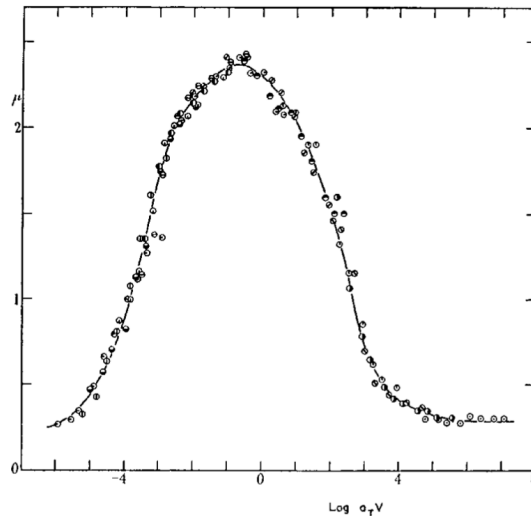


FIGURE 1.6 – Courbe maîtresse du coefficient de frottement d'un caoutchouc d'acrylonitrile-butadiène à 20 °C obtenue par Grosch [61]. Extrait de [67].

1.1.3 De nouvelles pistes d'étude pour le frottement

Les modèles précédemment décrits sont difficiles à tester expérimentalement. Tout d'abord, du fait de l'aspect multiéchelle du phénomène de frottement, il est ardu de trouver des systèmes dans lesquels on peut séparer plusieurs phénomènes qui peuvent être à l'œuvre simultanément. Ensuite, les forces agissant au sein du contact étant des quantités intégrées le long de l'interface (la force de frottement est l'intégrale de la contrainte de cisaillement sur l'aire de contact), elles sont moyennées sur un grand nombre N d'événements d'accrochage/décrochage. Or, dans la limite $N \gg 1$, l'amplitude des fluctuations devient faible devant la valeur moyenne de la force : le lien entre les caractéristiques élémentaires des interactions individuelles et la force macroscopique est alors très indirect. On pourrait rester dans la limite $N \sim 1$ en diminuant la taille des systèmes mais les forces de frottement sont alors très petites et difficiles à mesurer.

De nombreuses techniques ont été proposées pour contourner ces difficultés. Tout d'abord, comme on l'a vu précédemment, l'essor de nouveaux dispositifs (AFM, SFA) rend accessible les mesures à l'échelle de la molécule. Cependant, il est difficile de tirer de ces expériences, à l'échelle d'un contact unique, des conclusions à une échelle supérieure qui implique des contacts multiples. Ensuite, les méthodes optiques comme la corrélation d'image (DIC) [68], appliquées à des systèmes d'élastomères notamment, ont permis de réaliser des mesures de frottement non invasives

à l'échelle locale. En effet, grâce à leur module élastique faible, l'amplitude du déplacement interfacial sous des sollicitations en cisaillement et compression est typiquement assez large dans les élastomères pour être suivie optiquement. En particulier, le PDMS (polydimethylsiloxane) est de plus en plus utilisé pour des mesures in situ de champs de déplacement [69] [70] [71]. Néanmoins, ces techniques sont par essence limitées à la résolution optique. Elles sont inopérantes pour étudier des mécanismes ayant leur siège à des échelles moléculaires. Aussi, en tout état de cause, le lien entre échelles macroscopique et microscopique reste compliqué. La solution consisterait à trouver des systèmes dans lesquels les mécanismes dissipatifs qu'on ne peut pas observer à l'échelle microscopique sont transposés à l'échelle mésoscopique.

Dans cette perspective, on peut citer les travaux de Mariani et al. [72] (ainsi que ceux de Pugno et al. [73]) sur le frottement dans les systèmes Velcro (figure 1.7). Le Velcro est un système mécanique auto-agrippant constitué de deux bandes : l'une recouverte de crochets, l'autre recouverte de boucles. Les deux bandes de texture différente s'accrochent donc de manière réversible. Ce système réplique ainsi à l'échelle mésoscopique la dynamique d'accrochage et de décrochage qu'on trouve aux échelles atomique ou moléculaire. Mariani et al. ont réalisé des expériences de frottement suivant la configuration du schéma présenté en figure 1.7 (a). Un patin recouvert d'une bande de boucles est entraîné sur une bande fixe de crochets à une vitesse donnée. Ils montrent notamment que le frottement est indépendant de la vitesse (figure 1.7 (b)) et qu'il est linéaire avec la surface frottante (figure 1.7 (c)). Ce dernier résultat peut être vu comme une conséquence de l'existence d'une densité d'événements d'accrochage et de décrochage. Ils montrent également que les fluctuations de la force de frottement présentent des caractéristiques particulières : leur distribution statistique est gaussienne (encart de la figure 1.7 (c)) et leur densité spectrale de puissance suit une loi de puissance. Le système Velcro semble ainsi constituer un bon système d'étude pour faire le lien entre force macroscopique et événements microscopiques d'accrochage et de décrochage mais les auteurs n'en tirent aucune conclusion physique.

Notre objectif est ici beaucoup plus ambitieux. Nous voulons développer un modèle mésoscopique de frottement permettant de décrire sur des bases statistiques le lien entre les intermittences du frottement et la force de frottement macroscopique. Peut-on trouver un système qui mime à l'échelle mésoscopique les événements d'accrochage et de décrochage ayant lieu à l'échelle microscopique et qui permette ainsi de les étudier directement ? Et comment tirer des informations sur ces événements à partir d'une étude statistique ?

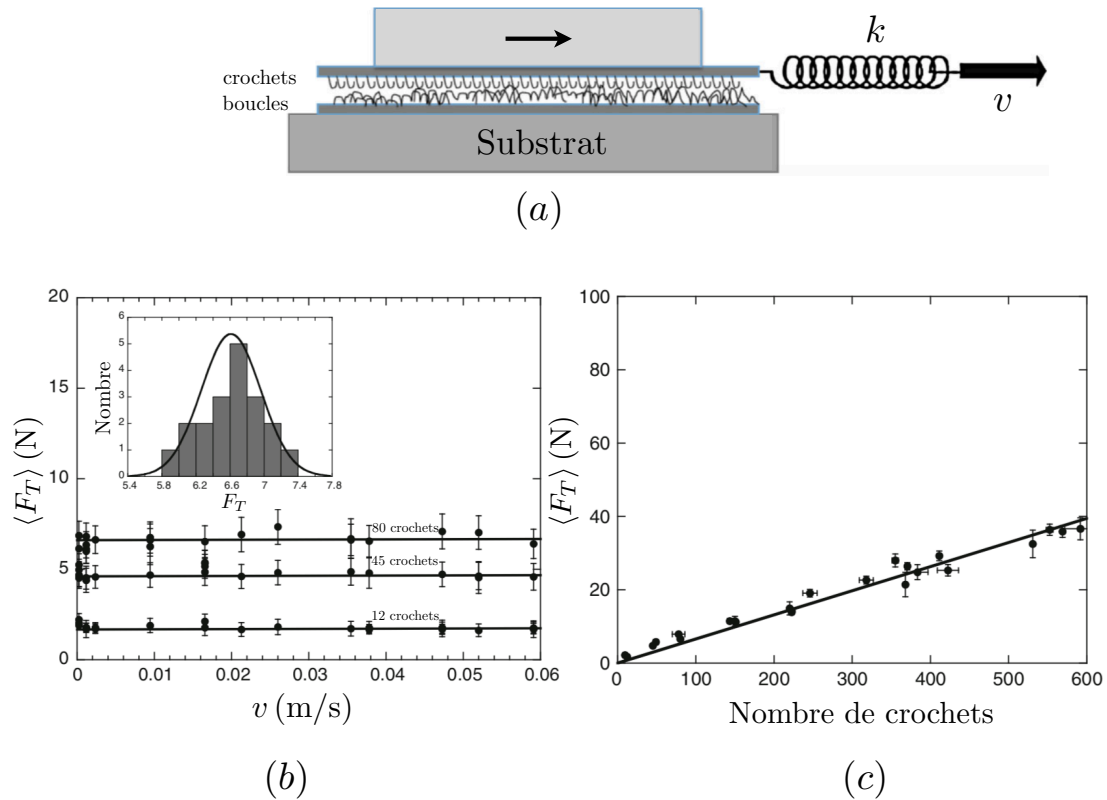


FIGURE 1.7 – Adapté de Mariani et al. [72]

(a) Schéma du montage de Mariani et al. (b) La force de frottement moyenne est tracée en fonction de la vitesse d'entraînement pour des nombres de crochets différents (c'est-à-dire pour des surfaces d'aire différente car la densité de crochets est maintenue constante). En encart, distribution statistique des fluctuations de la force de frottement moyenne obtenue pour une surface de 80 crochets, ajustée par une gaussienne (c) Linéarité de la force de frottement moyenne en fonction de la surface de contact mesurée en nombre de crochets (pente : 0.066 N/crochet).

1.2 Un système modèle : la mousse d'élastomères

1.2.1 La piste des mousses d'élastomère

De manière qualitative, quand on frotte à la main deux blocs de mousse l'un contre l'autre, on observe que les deux surfaces sont en très bonne conformation et que le frottement est élevé. En effet, une fois mis en contact, il est difficile de déplacer les deux blocs l'un par rapport à l'autre. On constate par ailleurs que, quand on cisaille légèrement les deux blocs sans déplacement relatif, ils restent adhérents. De plus, lorsqu'on entraîne un bloc contre l'autre de manière très superficielle, c'est-à-dire sans appuyer (pas de compression des cellules), on voit des jonctions interfaciales qui se créent entre les brins pendant à l'interface et les cellules en regard comme schématisé en figure 1.8. Cela donne lieu à des événements d'accrochage et de décrochage du type de ceux observés dans le Velcro entre boucle et crochet.

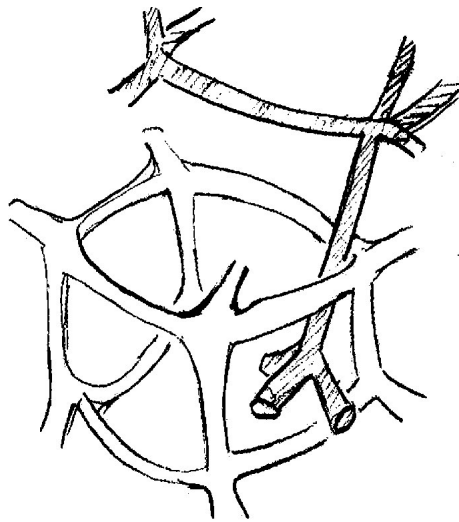


FIGURE 1.8 – Vue d'artiste d'un événement d'accrochage/décrochage observé à l'interface entre deux mousses d'élastomères quand on les frotte de manière très superficielle (sans les comprimer) : un brin pendante de la surface supérieure s'accroche avec une cellule de la surface inférieure. La structure de la cellule est volontairement très simplifiée ⁴.

En conséquence, nous anticipons que le contact entre mousses peut être assimilé à un modèle d'interface au sein de laquelle la dissipation est régie par des interactions localisées au sein du contact intime entre les surfaces. La mousse serait donc un système où l'on transpose à l'échelle mésoscopique les phénomènes d'accrochage et de décrochage du type de ceux observés à l'échelle moléculaire. On peut ainsi les imager directement à l'aide d'un dispositif optique et espérer en conserver la trace dans les fluctuations de la force de frottement. Cela nous permettrait de faire une étude du signal de force en fonction des caractéristiques des événements élémentaires d'accrochage/décrochage. Pour confirmer ces intuitions, nous présentons ici quelques résultats préliminaires de frottement des mousses.

4. La structure réelle des mousses que nous étudions est détaillée au chapitre 2 §2.1.1.

1.2.2 Frottement dans les mousses d'élastomères

On se place dans une configuration de frottement linéaire comme présenté en figure 1.9. On utilise des mousses d'élastomère polyuréthane à cellules ouvertes (FoamPartner Regicell 30 PPI) dont le diamètre de pore moyen est de 0.85 mm.

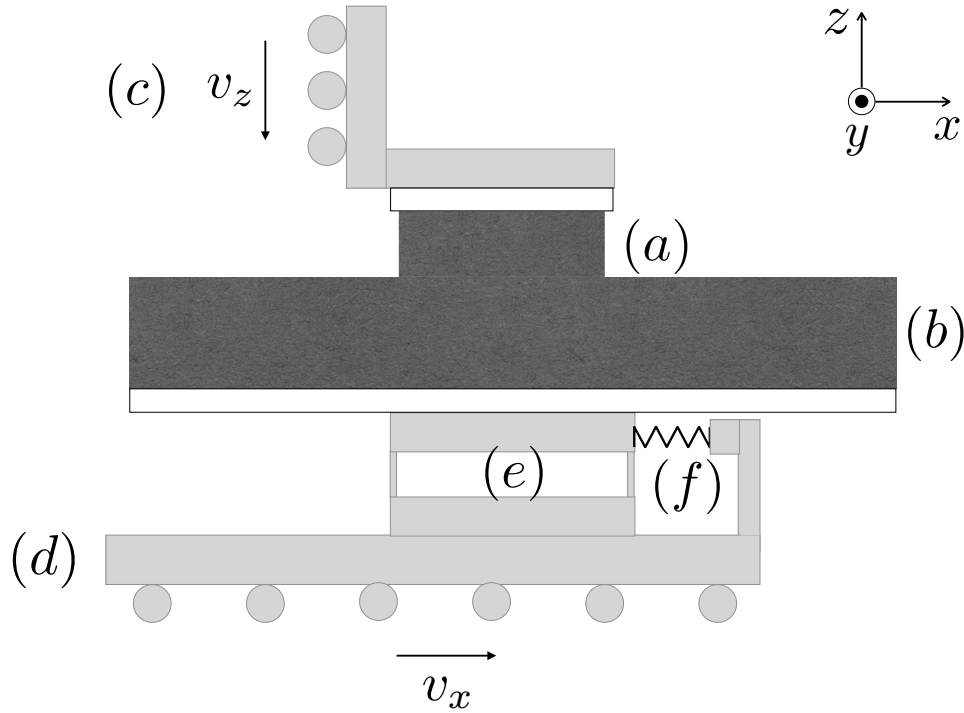


FIGURE 1.9 – (a) Patin de mousse (b) Piste de mousse (c) Platine manuelle de déplacement vertical (d) Platine motorisée de déplacement horizontal (e) Support de la piste de mousse (f) Cellule piézoélectrique de mesure de la force de frottement

On comprime un bloc de mousse $(15 \times 26 \times 26) \text{ mm}^3$ ($H \times l \times L$), que nous appellerons le patin, sous un déplacement vertical imposé $\Delta z = 0.5 \text{ mm}$ contre une piste de mousse $(20 \times 50 \times 170) \text{ mm}^3$ grâce à une platine de translation verticale manuelle. On déplace ensuite la piste de mousse relativement au patin à une vitesse imposée $v_x = 1 \text{ mm s}^{-1}$ sur une distance de 80 mm grâce à une platine de translation horizontale motorisée. On mesure la force de frottement en utilisant une cellule piézoélectrique. La fréquence d'échantillonnage est fixée à 1 kHz. On s'intéresse au frottement en régime stationnaire.

Mise en évidence de la reproductibilité des fluctuations de la force de frottement

La figure 3.2 montre trois traces de frottement obtenues en faisant varier la position relative initiale du patin et de la piste par intervalles de 10 mm d'une réalisation à l'autre le long de la direction de glissement. Après une première phase dite de stiction⁵ correspondant à un déplacement de la piste de quelques millimètres, un régime stationnaire est atteint, celui que nous voulons étudier. On observe que

5. La phase de stiction correspond au développement d'une condition de glissement total à l'interface.

ce régime est marqué par de grandes fluctuations. De façon spectaculaire, les fluctuations de la force de frottement présentent un caractère déterministe. Entre deux traces de frottement différentes, pour une même position relative des deux mêmes patins, on peut identifier sans ambiguïté que les mêmes niveaux de force se reproduisent. Cette reproductibilité est d'autant plus robuste qu'elle est indépendante de la position initiale des deux blocs de mousse. Ce caractère déterministe est tout à fait remarquable, peu de systèmes physiques montrent un tel comportement. Ainsi, dans le cas des mousses, les événements d'accrochage et de décrochage ne constituent pas des processus stochastiques au sens classique du terme : ils ne sont pas intrinsèquement régis par une densité de probabilité, comme c'est le cas dans le modèle de Schallamach où ils sont thermiquement activés. Leur caractère statistique est piloté par le changement de configuration géométrique de surface d'un couple d'échantillons à l'autre. Au final, la mousse constitue un bon système athermique de frottement.

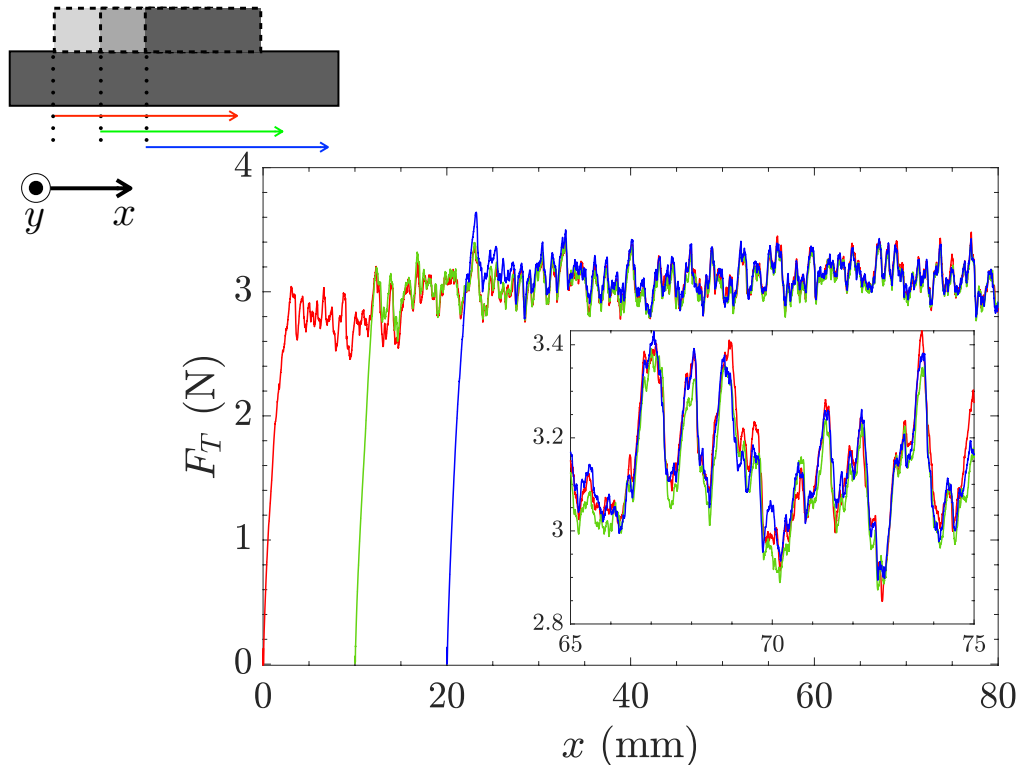


FIGURE 1.10 – Forces de frottement correspondant à trois expériences différentes réalisées en décalant par intervalles de 10 mm la position initiale relative du bloc supérieur et de la piste le long de la direction de frottement. Le déplacement vertical imposé est $\Delta z = 0.5$ mm. En régime stationnaire, les fluctuations de la force de frottement pour une position relative donnée entre les deux blocs de mousses sont déterministes.

Le déterminisme des fluctuations peut être davantage mis en évidence en calculant l'intercorrélations des trois signaux de frottement obtenus précédemment. Toutes les corrélations sont calculées après un filtrage préalable des longueurs d'onde

supérieures à la taille du patin, soit 26 mm⁶. La figure 1.11 montre l'autocorrélation de la trace rouge ainsi que son intercorrrelation avec les traces verte et bleue. On observe que la position des pics d'intercorrrelation correspond bien au décalage relatif initial imposé du patin et de la piste.

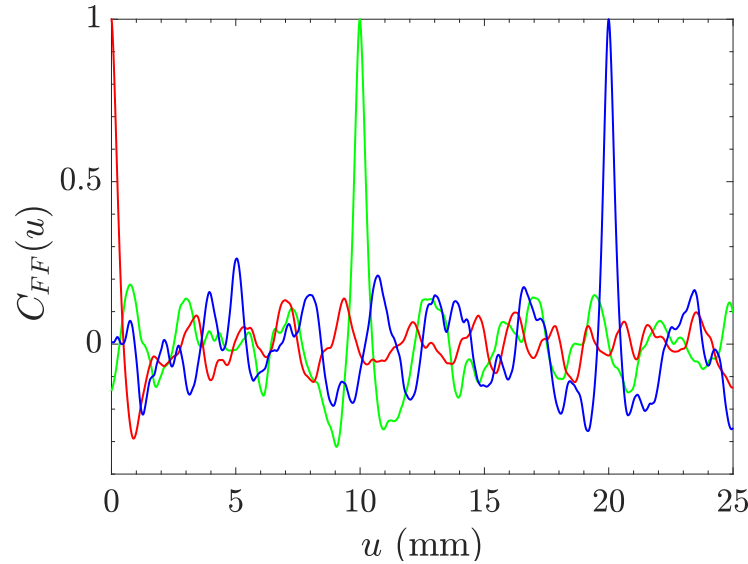


FIGURE 1.11 – Fonctions d'intercorrrelation des traces de frottement reportées en figure 3.2. En rouge : autocorrrelation de la courbe rouge. En vert : intercorrrelation des traces rouge et verte. En bleu : intercorrrelation des traces rouge et bleue⁷.

Mesure de la longueur caractéristique associée aux événements d'accrochage et de décrochage

Notre objectif est de voir si les fluctuations de la force de frottement peuvent être reliées aux mécanismes dissipatifs d'accrochage/décrochage dont on suppose qu'ils ont lieu entre brins et cellules à l'interface. On cherche à mettre en évidence les longueurs caractéristiques mises en jeu par ces fluctuations. Pour cela, on étudie la corrélation des signaux de frottement. On réalise une série d'expériences dans laquelle on translate la position initiale relative de la piste et du patin par pas de 0.02 mm puis de 0.2 mm dans une direction perpendiculaire à celle de la trace de frottement. On regarde ainsi la décroissance de l'amplitude du pic de corrélation. On utilise le filtre précédemment évoqué. On intercorrèle deux à deux tous les signaux de force séparés du même incrément spatial et on relève à chaque fois l'amplitude du pic de corrélation. Pour un incrément y donné, l'amplitude du pic de corrélation est obtenue en moyennant l'amplitude des pics sur toutes les réalisations associées et en normalisant par la valeur du pic d'autocorrélation : $\frac{C(0)}{C_{FF}(0)}$. On obtient ainsi la courbe de la figure 1.12.

6. Ces longueurs d'onde ne contiennent pas d'information physique sur l'interface.

7. Nous discuterons des informations que nous livre la largeur des pics de corrélation au chapitre 3 §3.1.3.

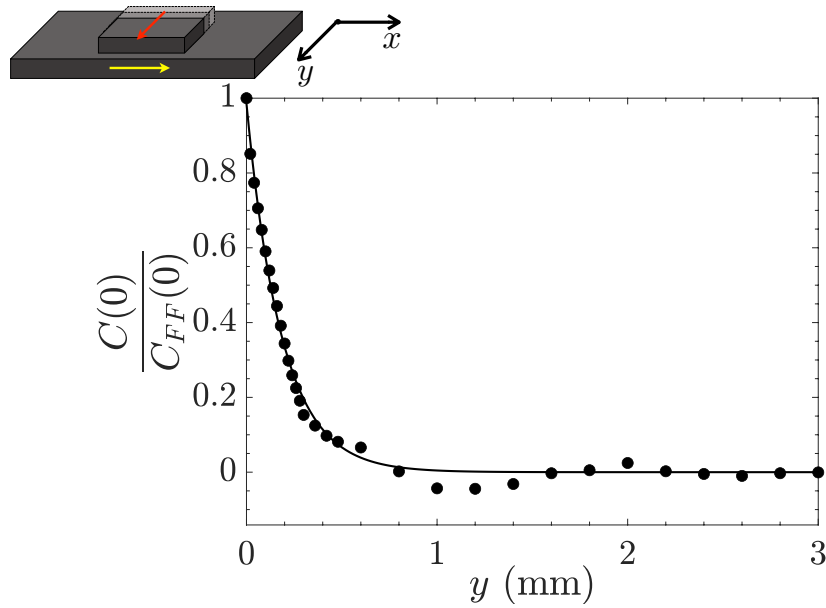


FIGURE 1.12 – Amplitude du pic d'intercorrélation des traces de frottement en régime stationnaire en fonction du décalage relatif transversal (perpendiculaire à la direction de frottement) entre le patin et la piste. L'amplitude $C(0)$ du pic d'intercorrélation est normalisée par l'amplitude du pic d'autocorrélation (obtenu pour $y = 0$). Un ajustement exponentiel décroissant donne une longueur typique de décroissance de $\lambda \simeq 0.2$ mm.

On ajuste cette courbe par une exponentielle décroissante pour mesurer la longueur de décroissance caractéristique. On mesure $\lambda \simeq 0.2$ mm. La corrélation peut être considérée comme perdue au bout de 5λ , ce qui donne une longueur caractéristique de l'ordre de la taille d'un pore de la mousse. Il semble donc qu'on ait une reproductibilité des fluctuations de la force de frottement à l'échelle cellulaire, qui est l'échelle de taille à laquelle on s'attend pour des événements dissipatifs entre un brin et une cellule.

Les résultats précédents semblent montrer qu'on retrouve dans les signaux de force de frottement la trace des événements d'accrochage et de décrochage entre brins et cellules. Cela nous autorise à penser qu'on peut réaliser une étude statistique de ces fluctuations pour en extraire des informations sur la nature des événements dissipatifs.

Limites de la configuration linéaire

Une analyse quantitative des fluctuations de la force de frottement en utilisant une configuration de frottement linéaire soulève des problèmes pratiques. Comme on peut le voir sur la figure 1.13, il y a une distorsion asymétrique du patin de mousse en régime stationnaire. Poussé à l'avant du contact, le patin se soulève à l'arrière. Des effets de bord similaires ont été rapportés par Yamaguchi et al. [74] dans le cas de blocs de mousse d'élastomère en frottement sur des surfaces lisses d'acier. Ces effets de bords induits par le couple de frottement résultent en une distribution inhomogène des efforts au sein du contact, ce qui complique l'analyse quantitative

de la force de frottement dans des géométries variées. Ceci nous a conduit à développer pour la suite de l'étude une configuration de frottement en rotation qui permet de s'affranchir de ces phénomènes et qui sera décrite dans le chapitre suivant.

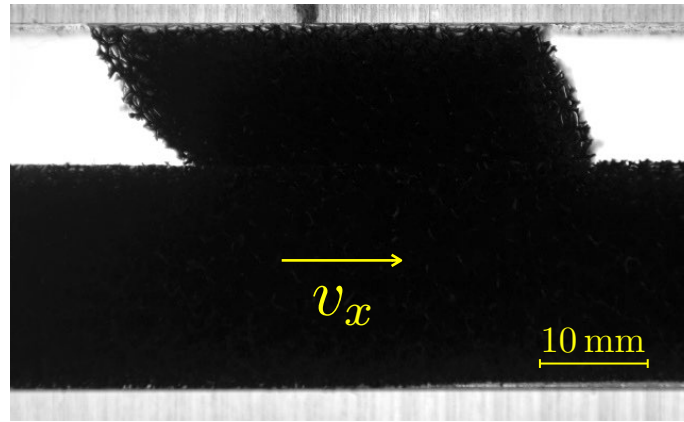


FIGURE 1.13 – Photographie montrant la déformation du patin de mousse supérieur pendant le frottement en régime stationnaire. La piste est translatée de la gauche vers la droite.

1.3 Bilan

Nous avons présenté l'approche macroscopique de la modélisation du frottement, à savoir les lois phénoménologiques d'Amontons et Coulomb, qui n'abordent pas la question de l'origine physique du frottement. Cette question est rendue difficile à cause de l'aspect multiéchelle du phénomène. Cependant, il existe de nombreuses modélisations du frottement à l'échelle microscopique. Elles ont toutes en commun de décrire l'intermittence du frottement à partir d'une dynamique de mécanismes dissipatifs d'accrochage et de décrochage. Nous avons décrit à ce sujet les modèles minimalistes de Prandtl-Tomlinson et Frenkel-Kontorova, ainsi que le modèle de Schallamach, dans lesquels ces événements d'accrochage/décrochage ont lieu à l'échelle atomique ou moléculaire. Il existe également des modèles dits multi-contacts [29] qui visent à décrire des contacts multi-aspérités entre surfaces rugueuses mais nous ne discuterons pas des contacts rugueux dans le présent travail. Nous avons vu que la difficulté des modèles atomiques et moléculaires réside dans le fait qu'ils sont difficiles à tester expérimentalement, à moins de trouver un système qui transpose les événements d'accrochage et de décrochage associés à une échelle supérieure qui permette à la fois de les observer et d'en mesurer un grand nombre. Dans cette optique, nous avons montré que les mousses d'élastomères constituent un système mésoscopique modèle pour l'étude du frottement. Dans notre cas, il s'agit de mousses de polyuréthane à cellules ouvertes que nous caractérisons en détails au chapitre 2. En effet, on peut observer que des mécanismes d'accrochage et de décrochage ont lieu entre brins et cellules à l'interface. De plus, les signaux de force de frottement associés, obtenus dans une configuration de frottement linéaire, présentent des fluctuations remarquablement reproductibles dont la longueur de corrélation est typiquement de la taille d'une cellule. Cela tend à

montrer que ces fluctuations portent la marque des événements d'accrochage et de décrochage entre brins et cellules. Nous avons ensuite pointé les limites de la configuration de frottement expérimentale préliminaire. C'est pourquoi, dans le chapitre 2, nous considérons un dispositif original de frottement par rotation qui nous permet de nous affranchir des problèmes inhérents au frottement linéaire pour étudier expérimentalement les fluctuations de la force de frottement en régime stationnaire.

Chapitre 2

Matériel et méthodes

Les expériences dans la configuration linéaire du chapitre 1 nous suggèrent que les événements dissipatifs à l'interface, responsables du frottement des mousses, se manifestent au sein des fluctuations de la force de frottement. Notre objectif sera d'essayer de relier les propriétés statistiques et spectrales de ces fluctuations aux événements dissipatifs à l'interface. Cependant, nous avons vu qu'il est difficile dans cette configuration linéaire de mener une analyse quantitative à cause des effets de distorsion de la mousse induits par le frottement, qui sont très dépendants de la géométrie des échantillons.

Nous allons donc mettre au point un montage original qui va nous permettre de nous affranchir de ces effets de bord : il s'agit d'un dispositif de frottement en rotation. Nous comprendrons que les propriétés mécaniques des mousses en compression et en cisaillement, directement reliées à leur microstructure particulière, imposent de définir un protocole rigoureux pour l'étude du frottement des mousses.

2.1 Mousse de polyuréthane

La mousse que nous étudions est une mousse de polyester uréthane à cellules ouvertes fabriquée par FoamPartner France, gamme RegiCell 30 PPI (PPI = *pores per inch*)¹. Il s'agit d'une mousse d'élastomère dont la température de transition vitreuse est autour de $T_g \simeq -50^\circ\text{C}$.

Nous allons détailler sa microstructure et voir comment les caractéristiques mécaniques du matériau en dépendent.

2.1.1 Microstructure

La structure d'une mousse de polyuréthane consiste en un réseau interconnecté de ligaments de polyuréthane, qu'on appellera encore brins, qui forment des cellules ouvertes à arêtes droites comme on peut l'observer sur les clichés que nous avons obtenus par microscopie électronique à balayage (figure 2.1).

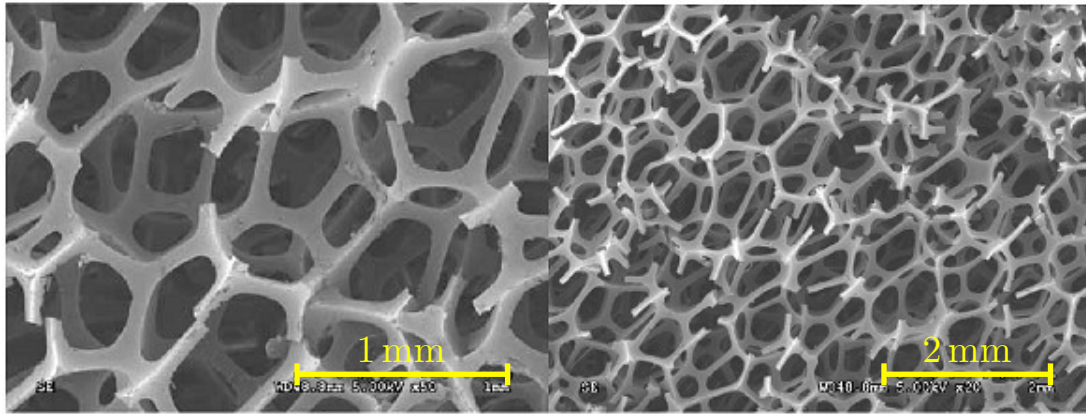


FIGURE 2.1 – Clichés de la mousse polyester uréthane Foampartner Regicell 30 PPI obtenus par microscopie électronique à balayage (MEB).

Remerciements à Bruno Bresson.

Cette microstructure est en fait héritée de celle d'une mousse liquide qui a figé. Plus précisément, la synthèse d'une mousse d'élastomère [75] [76] commence par la nucléation et la croissance de bulles de gaz dans un liquide contenant le polymère initialement non réticulé. C'est la phase de moussage. Au-delà d'une certaine fraction volumique en bulles de gaz, les phases liquide et gazeuse se séparent : le liquide se retrouve piégé entre les bulles de gaz dans des films minces qui se rejoignent pour former des bords de Plateau. On obtient ainsi une mousse liquide. L'équilibre entre la pression capillaire et la raideur des membranes fixe la morphologie définitive du système. Dans le même temps, à l'intérieur du liquide, les chaînes de polymère réticulent, c'est la phase de polymérisation. La solidification complète se fait à l'issue d'une phase dite de mûrissement. Généralement, pour obtenir une structure à cellules ouvertes, il faut ensuite faire éclater les membranes solidifiées par un autre

1. Cette taille de cellule a été choisie parce qu'elle permet un suivi facile des déformations par corrélation d'images et parce que les fluctuations de la force de frottement associées sont suffisantes pour nous permettre de mener à bien des études statistiques et spectrales. Cela n'exclut pas la possibilité de travailler sur des mousses de taille cellulaire différente.

processus physico-chimique.

Un paramètre caractéristique de la structure alvéolaire obtenue est la densité relative d_r définie comme :

$$d_r = \frac{\rho}{\rho_s} \quad (2.1)$$

avec ρ la masse volumique de la mousse et ρ_s la masse volumique du solide la constituant, en l'occurrence ici le polyuréthane. A partir de cette grandeur, on définit la porosité ϕ , qui correspond à la fraction d'espace poreux, comme :

$$\phi = 1 - d_r \quad (2.2)$$

En pesant des disques de mousse de rayon $R = 10$ cm et d'épaisseur 2 cm, on mesure la masse volumique $\rho = 31(1) \text{ kg m}^{-3}$. En prenant comme masse volumique du polyuréthane $\rho_s = 1200 \text{ kg m}^{-3}$, on obtient une porosité $\phi \simeq 0.98$.

Kraynik et al. [77] ont fait une étude approfondie de la structure des mousses de polyuréthane en les imageant en 3D par tomographie à rayons X. Ils ont observé que les cellules prennent la forme de polyèdres irréguliers qui comptent entre 9 et 17 faces, le nombre moyen de faces étant 13.7. Ces faces, qui sont des polygones, sont les pores de la cellule. A cause du processus de fabrication des mousses évoqué précédemment, les cellules présentent une anisotropie de forme. Elles sont allongées dans la direction du moussage, appelée *rise direction*. On peut observer les caractéristiques précédentes dans la figure 2.2.

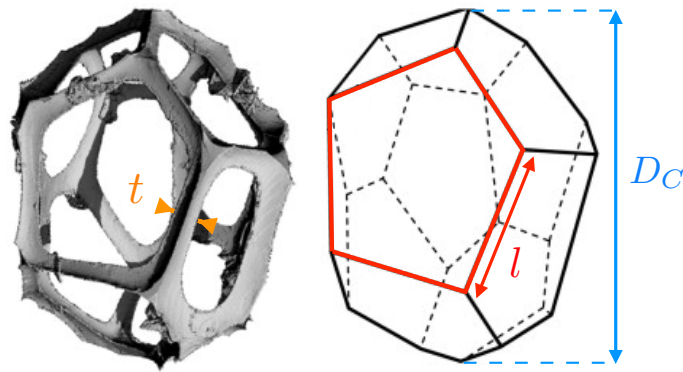


FIGURE 2.2 – Adaptée de [77]. Cellule (diamètre D_C) extraite d'une image de tomographie à rayons X sur une mousse de polyester uréthane (à gauche) et son squelette (à droite) illustrant sa géométrie polyédrique irrégulière allongée dans la *rise direction*. En rouge, un des pores de la cellule (diamètre D_P). Paramètres géométriques d'un brin : longueur l , largeur t .

Doutres et al. [78] ont mis en évidence des lois d'échelle entre les différents paramètres géométriques caractérisant la forme de la cellule : l et t respectivement la longueur et la largeur moyenne des brins, D_C et D_P respectivement le diamètre moyen d'une cellule et d'un pore. Une étude par microscopie électronique à balayage sur 15 mousses de polyuréthane comparables aux nôtres (porosité et masse volumique

semblables) différant par la taille de leurs cellules ($500\ \mu\text{m} - 1600\ \mu\text{m}$) leur a permis de montrer que, quelle que soit la taille des cellules, leur forme reste inchangée et que les paramètres géométriques associés varient dans les mêmes proportions. t , l , D_p augmentent linéairement avec la taille de la cellule D_C . En moyenne, ils trouvent notamment que la taille d'une cellule représente 2 à 3 fois celle d'un pore :

$$\frac{D_C}{D_p} \simeq 2.88$$

A partir d'images obtenues en microscopie optique, on peut mesurer l'aire des pores de nos cellules sur un échantillon statistique de 200 pores et on en extrait un diamètre moyen $D_p = 0.94(18)\ \text{mm}$ en assimilant cette aire à celle d'un disque. La taille des pores est assez dispersée, ce qui est normal puisque ces derniers peuvent prendre plusieurs forme polygonales comme on l'a vu précédemment. Cette taille est à comparer avec la taille caractéristique d'un pore donnée par le fabricant, à savoir *30 pores per inch*, ce qui nous donne un diamètre moyen de $0.85\ \text{mm}$ qui rentre bien dans les barres d'erreur. Compte tenu des travaux de Doutres et al., on s'attend à une taille de cellule $D_C \sim 2.5\ \text{mm}$. En moyennant sur un échantillon statistique de 150 brins, on mesure de plus la largeur moyenne des brins t et leur longueur moyenne l , prise entre deux noeuds. On trouve $t = 0.20(2)\ \text{mm}$ et $l = 0.88(21)\ \text{mm}$. Précisons que la section des brins n'est pas uniforme sur leur longueur et croît à mesure qu'on se rapproche des noeuds [79] (on a ici mesuré la largeur des brins au niveau de leur section la plus faible).

Dans toute la suite, nous travaillerons avec des échantillons provenant de matelas de mousse d'épaisseur donnée découpés transversalement à la *rise direction*. La découpe est réalisée grâce à une scie adaptée qui permet de découper en une fois de grandes surfaces de mousse. Elle fait apparaître deux types de tailles en surface comme le montre la figure 2.3. En effet, suivant la hauteur à laquelle on coupe transversalement une cellule comme celle de la figure 2.2, soit on conserve les pores et auquel cas on mesure D_p , soit on génère une lacune dont la taille est celle de la cellule D_C .

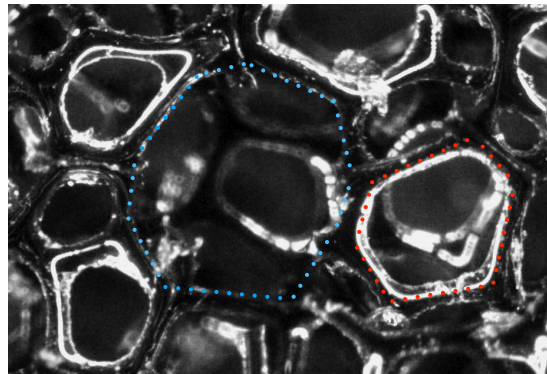


FIGURE 2.3 – Visualisation de la surface de la mousse. On observe deux types de taille : celle d'un pore D_p (rouge) et celle d'une cellule D_C (bleu).

Maintenant que nous avons détaillé la microstructure des mousses, nous allons voir comment elle intervient dans leur réponse mécanique.

2.1.2 Réponse mécanique en compression uniaxiale

On étudie le comportement de la mousse en compression uniaxiale dans la *rise direction*. Pour cela, on comprime un disque de mousse de rayon 93 mm et d'épaisseur 15 mm à la vitesse $v_z = 0.1 \text{ mm s}^{-1}$ contre une plaque de PMMA et on enregistre la force normale au cours du temps. Le disque est collé à son support et son autre face est libre. On obtient ainsi la courbe contrainte-déformation de la mousse en compression uniaxiale (figure 2.4).

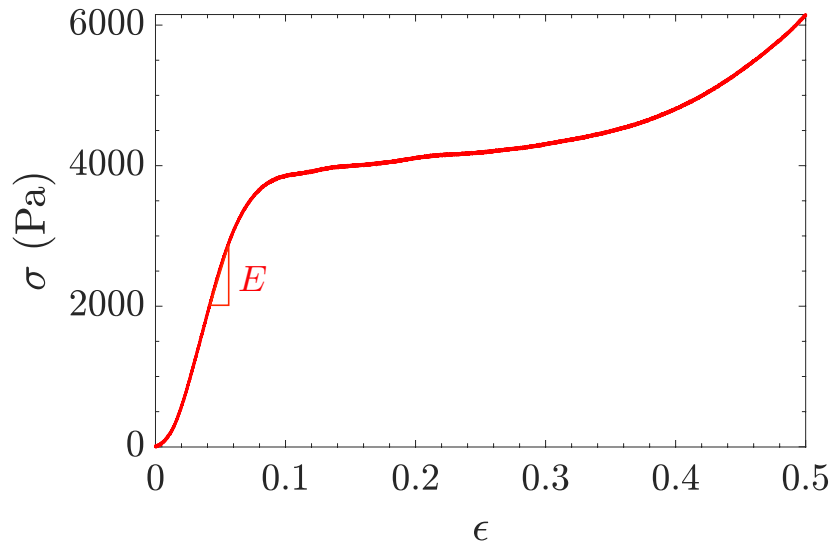


FIGURE 2.4 – Courbe contrainte/déformation d'un disque de mousse de rayon 93 mm en compression uniaxiale à la vitesse $v_z = 0.1 \text{ mm s}^{-1}$.

La courbe de compression de la mousse présente trois domaines. Pour les contraintes faibles, on a un régime dit linéaire élastique qu'on peut caractériser par un module d'Young $E \simeq 70 \text{ kPa}$. Ce régime aboutit à un plateau atteint pour une contrainte seuil $\sigma^* \simeq 3.8 \text{ kPa}$ et pour une valeur de la déformation $\epsilon^* \simeq 0.1$ ². La mousse présente donc une non-linéarité dans sa réponse en compression. S'ensuit un régime dit de densification qui correspond au flambement total des cellules de la structure.

La réponse en compression est directement liée à la déformation de la micro-structure de la mousse. Pour en rendre compte, le modèle le plus simple est celui de Gibson et Ashby [80]. On le présente ici parce qu'il permet de se faire facilement une idée des mécanismes physiques à l'oeuvre au cours de la compression. Gibson et Ashby modélisent la structure de la mousse comme un réseau cubique d'arêtes de longueur l et de section t (figure 2.5 (a)). Les cellules adjacentes sont réparties en quinconce de sorte que les arêtes de l'une partent du milieu de celles de l'autre. Les arêtes sont considérées comme des poutres à section carrée. Pour rendre compte

2. A noter qu'on fait ici apparaître un facteur 2 par rapport à ce à quoi on s'attendrait étant donné la valeur du module d'Young. Le problème vient de la définition de l'origine des déplacements qui est difficile comme on le voit sur la figure 2.4 : autour de $\epsilon = 0$, il y a une accommodation des surfaces. Une solution consisterait à prendre comme zéro de déplacement l'extrapolation à force nulle de la partie linéaire de la courbe

du comportement en compression dans le régime élastique, Gibson et Ashby considèrent la flexion des poutres horizontales (figure 2.5 (b)), les poutres étant supposées avoir un comportement linéaire élastique. En appliquant les résultats de la théorie des poutres, ils trouvent une relation entre un paramètre macroscopique de la mousse qu'est le module d'Young E et des paramètres microscopiques qui caractérisent le matériau dont elle est constituée : le module d'Young E_s , et les paramètres géométriques t et l :

$$\frac{E}{E_s} \propto \left(\frac{t}{l}\right)^4$$

Cela établit une relation entre le comportement mécanique à l'échelle macroscopique et la microstructure de la mousse. Gibson et Ahsby expliquent ensuite le régime de plateau par le flambement des poutres verticales (figure 2.5 (c)). Ce dernier se termine lorsque toutes les cellules se sont effondrées. Les arêtes opposées se touchent et il n'y a plus d'alvéoles dans la structure. Ainsi, quand on augmente la contrainte, c'est le solide lui-même que l'on sollicite, d'où la zone de densification.

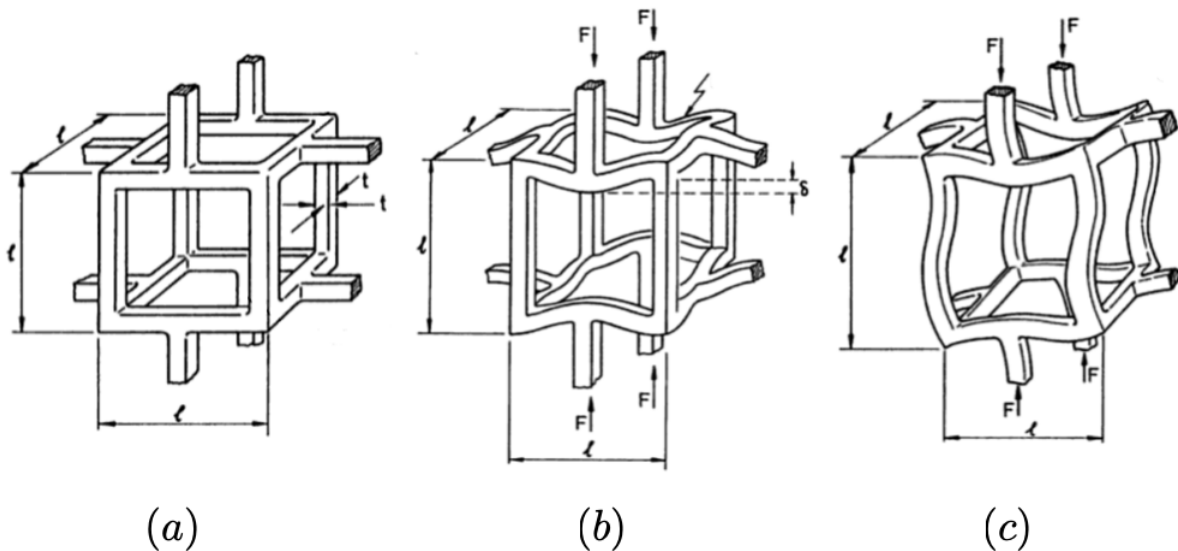


FIGURE 2.5 – Schéma de Gibson et Ashby [80] pour rendre compte de la déformation des cellules dans chaque régime de réponse de la mousse en compression uniaxiale. (a) Cellule non sollicitée (b) Cellule dans le régime élastique (c) Cellule dans le régime de plateau non-linéaire.

Ce modèle est évidemment trop idéalisé tant du point de vue de la microstructure que des mécanismes physiques pris en compte pour pouvoir décrire ce qui se passe réellement dans les mousses. En effet, du point de vue microstructural, Gong et al. [79] ont montré que la distribution de matière dans les ligaments et les noeuds, la déformation en cisaillement des ligaments, la forme de la section des brins et sa non uniformité sur leur longueur, ou encore l'anisotropie des cellules jouent un rôle décisif dans la réponse mécanique. Il faut donc prendre en compte le rôle du désordre dans la structure.

En ce qui concerne les mécanismes physiques, le modèle de Gibson et Ashby achoppe à rendre compte de la complexité du régime de plateau non-linéaire. Or, les phénomènes physiques à l'oeuvre dans cette non-linéarité ont des conséquences non négligeables dans la compression des mousses et nécessitent qu'on s'y attarde. En effet, la réponse en compression de la mousse est en réalité plus complexe qu'évoqué précédemment à cause d'effets d'histoire dus à cette non-linéarité. Quand on réalise une série de compressions cycliques sans temps de repos sur le même disque de mousse de rayon 93 mm (figure 2.6), on observe tout d'abord qu'à la décharge la courbe de réponse ne suit pas le même chemin qu'à la charge : un cycle d'hystérésis d'amplitude très importante apparaît. Ensuite, entre deux cycles successifs, la réponse en compression change. Le premier cycle est très différent des autres : la valeur du plateau est beaucoup plus grande, de même que la valeur du module dans une moindre mesure. Pour les cycles suivants, le niveau du plateau diminue avec le nombre de cycles, de même que le module de la branche élastique jusqu'à ce qu'un état stabilisé soit atteint.

Que se passe-t-il au niveau de la non-linéarité ?

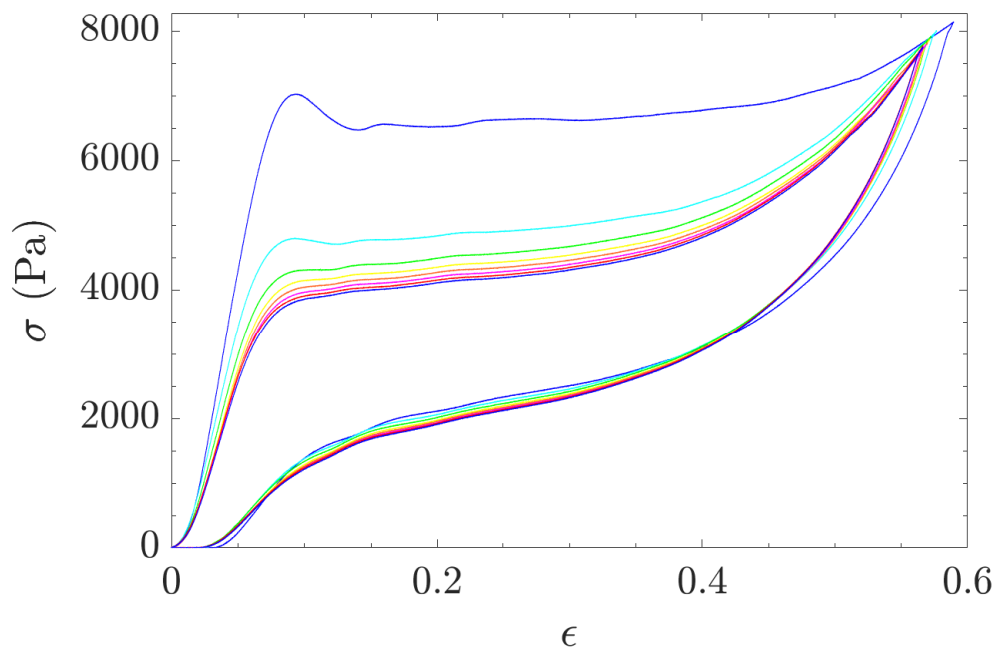


FIGURE 2.6 – Cycles d'hystérésis de compression uniaxiale enchaînés sans temps de repos sur un disque de mousse de rayon 93 mm sollicité à la vitesse $v_z = 0.1 \text{ mm s}^{-1}$.

Gong et al. [81] ont montré que le début de la non-linéarité correspond à un point de bifurcation où la solution à l'équation d'équilibre de la mousse consistant en une déformation uniforme du volume devient instable. Apparaissent alors des modes de flambement local, qui déterminent la localisation des déformations, et des modes de flambement global, qui déterminent les groupes de cellules qui vont flamber. Pour décrire la réponse d'une mousse de polyuréthane en compression uniaxiale cyclique, Del Piero et al. sont allés plus loin en proposant un modèle couplant élasticité non-linéaire et viscosité [82]. Ils attribuent les effets inélastiques dans la zone de plateau aux propriétés visqueuses de la mousse et ils expliquent la localisation des

déformations et le cycle d'hystérésis par l'existence de temps caractéristiques liés à la réorganisation coopérative des cellules flambées. Pour rendre compte des effets d'histoire entre deux cycles lors d'une succession de chargements en compression, Pampolini et al. [83] proposent de compléter le modèle précédent en y ajoutant une loi phénoménologique décrivant un vieillissement du matériau. L'interaction entre les effets d'histoire et la viscosité a permis de rendre compte de leurs résultats expérimentaux.

En conclusion, les déformations de la zone interfaciale sont très fortement non linéaires. Cette non-linéarité est le résultat de phénomènes complexes de localisation des déformations qui sont dus à l'élasticité non-linéaire, à la viscosité et au vieillissement mécanique de la mousse.

2.2 Dispositif de frottement en rotation

Nous voulons étudier les propriétés statistiques (valeur moyenne et écart-type) et spectrales des fluctuations de frottement. Nous nous plaçons pour cela dans la configuration de frottement optimisée que nous allons décrire. Nous détaillons ensuite l'ensemble des paramètres qui nous ont amenés à élaborer un protocole rigoureux pour l'analyse quantitative de ces fluctuations.

2.2.1 Description

Schéma de principe

Le schéma du montage est présenté en figure 2.7. On comprime un anneau de mousse en translation à la vitesse $v_z = 0.1 \text{ mm s}^{-1}$ jusqu'à un déplacement imposé Δz contre un disque de mousse en rotation à la vitesse Ω_z imposée. Les échantillons sont montés sur des platines de rotation (PI M-060.DG) et de translation (PI L-220.20.DG) asservies par des microcontrôleurs (PI Mercury C-863). Deux platines goniométriques croisées permettent l'alignement relatif du disque et de l'anneau. L'ensemble de l'expérience (pilotage des platines, synchronisation, acquisition des données) est interfacé et commandé par un programme LabVIEW (National Instruments). Dans cette configuration, on peut mesurer indépendamment le couple et la force normale. On peut visualiser le contact sur le côté à l'aide d'une caméra.

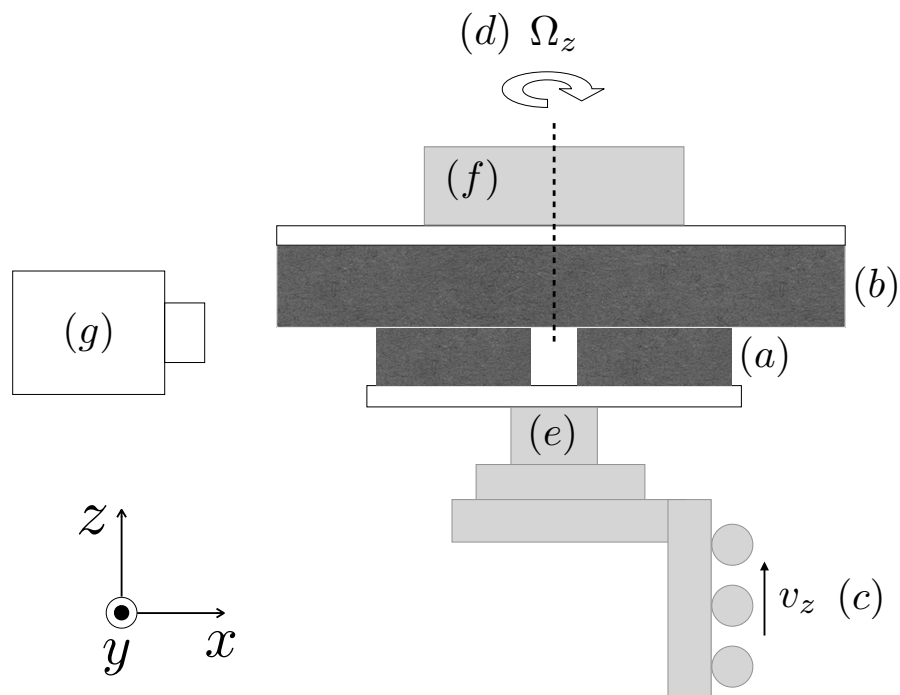


FIGURE 2.7 – (a) Anneau de mousse (b) Disque de mousse (c) Platine de translation à la vitesse v_z (d) Platine de rotation à la vitesse Ω_z (e) Capteur de couple (f) Capteur de force normale (g) Caméra

Mesure du couple

Le couple suivant l'axe z est mesuré à l'aide d'un capteur piézoélectrique (Kistler 9339A). Un tel capteur est constitué d'un cristal piézoélectrique qui se polarise électriquement sous l'effet de la contrainte de cisaillement qu'on lui applique. La charge résultante est ensuite convertie en tension $[0, 10 \text{ V}]$ au moyen d'un amplificateur de charge (Kistler 5015).

Le principal avantage du capteur piézoélectrique est sa bande passante ($0 - 200 \text{ kHz}$) qui nous permet d'étudier les fluctuations de la force de frottement dans une large gamme de fréquences. De plus, la grande sensibilité du capteur et sa grande dynamique en couple nous permettent de mesurer avec précision les fluctuations autour de la valeur moyenne³. Le capteur est soumis à une sollicitation combinée de torsion et de compression. Il est cependant conçu de façon à ce que la compression n'affecte que peu la valeur de couple mesurée : une charge de compression de 1 N entraîne une déviation de moins de 0.05 mN m du couple mesuré. Compte tenu des efforts de compression appliqués sur nos échantillons qui sont au maximum de 5 N , ce couplage est donc négligeable. L'inconvénient de ce type de capteur est de dériver du fait de la décharge du condensateur formé par le cristal piézoélectrique. Cette dérive a été évaluée sous une charge statique de 1 N m correspondant aux valeurs typiques de couple mesuré. La dérive mesurée est de $8 \times 10^{-6} \text{ N m s}^{-1}$. Compte-tenu de la durée des expériences cela représente une dérive de moins de 1% entre le début et la fin d'une expérience de frottement, ce qui la rend négligeable.

Mesure de la force normale

On cherche à mesurer la force normale sous un chargement combiné de compression et de torsion. Nous avons pour cela développé un capteur spécifique constitué d'une cellule-bouton de charge insérée dans un dispositif quadrilames élastiques (annexe A). La cellule-bouton de charge est un capteur à corps de jauge miniature (Interface 25 lbf). On utilise ce type de capteur plutôt qu'un capteur piézoélectrique car ce qui nous intéresse ici, c'est la valeur moyenne de la force et non pas ses fluctuations temporelles. Le principe de fonctionnement est le suivant : la jauge de contrainte est constituée d'un matériau dont la résistivité change sous l'effet d'une contrainte normale. Cette variation étant trop faible pour être mesurée directement, on intègre la jauge de contrainte à l'intérieur d'un pont de Wheatstone⁴ dont le déséquilibre dû au changement de résistance est converti en tension, qu'on peut relier directement à la force normale. On vérifie expérimentalement que la mesure de force normale suivant z est bien découplée des contraintes de cisaillement dans toutes les directions.

La conversion analogique/numérique des tensions associées aux capteurs de couple et de force normale est réalisée grâce à un boîtier National Instruments (NI USB-6216). Les signaux sont numérisés sur 16 bits.

3. La résolution de la mesure du couple est indiquée au §2.2.3 en fonction du protocole expérimental choisi.

4. Le pont de Wheatstone requiert la présence de plusieurs jauges, classiquement 4.

Mesure des champs de déformation de la mousse

Pour mesurer des champs de déformation dans la mousse par corrélation d'images, on capture le bord extérieur du contact anneau/disque au cours du frottement. On utilise une caméra Photonfocus (MV1-D1280-120-G2-10) équipée d'un objectif télécentrique pour visualiser l'anneau de sorte à avoir une résolution d'une soixantaine de pixels par cellule. La caméra est équipée d'un capteur CMOS d'une résolution de 1280×1024 pixels et possède une résolution de 8 bits en niveaux de gris.

Afin d'étudier plus en détails la dynamique de la surface au cours du frottement, on utilise de la même façon une caméra ultrarapide (Photron AX100 16GB) équipée d'un objectif télécentrique, ce qui nous permet d'avoir une résolution d'une vingtaine de pixels par brin sur une fenêtre de 256×256 pixels. La caméra possède un capteur CMOS d'une résolution maximale de 1024×1024 pixels.

2.2.2 Caractéristiques des échantillons

Nous avons choisi de travailler avec une configuration de frottement dissymétrique entre un anneau et un disque de mousse⁵. D'une part, l'anneau permet de faire varier la surface de contact en frottement tout en limitant la distribution des vitesses au sein du contact⁶. D'autre part, comme nous allons le justifier, cette configuration dissymétrique permet de localiser les déformations dans l'anneau.

Géométrie des échantillons

Les anneaux sont caractérisés par leur hauteur h_A^0 ainsi que par leurs rayons extérieur et intérieur (R_e, R_i) ou leur rayon moyen et leur demi-largeur ($R, \Delta R$). L'ensemble des paramètres géométriques des anneaux est regroupé dans la table 2.1.

	(R_e, R_i)	$(R, \Delta R)$
Rayon extérieur	R_e	$R + \Delta R$
Rayon intérieur	R_i	$R - \Delta R$
Rayon moyen	$\frac{R_e + R_i}{2}$	R
Demi-largeur de l'anneau	$\frac{R_e - R_i}{2}$	ΔR
Aire A	$\pi (R_e^2 - R_i^2)$	$4 \pi R \Delta R$

TABLE 2.1 – Paramètres géométriques caractéristiques des échantillons

5. Les échantillons sont collés à la colle époxy sur des supports de PMMA. Un patron en plastique permet d'assurer le collage de l'anneau pour que son centre coïncide avec l'axe de rotation.

6. La vitesse linéaire d'une cellule est proportionnelle au rayon de la couronne à laquelle elle appartient. On discute plus précisément au §2.2.3 des effets de vitesse.

L'aire maximale de la surface frottante est limitée par le couple seuil admis par la platine de rotation qui est de 4 N m. La satisfaction de cette contrainte nous permet de travailler sur une collection d'anneaux de surfaces d'aires différentes répertoriée dans la table 2.2, où l'on fait varier au maximum l'aire d'un facteur 5⁷. L'épaisseur des anneaux est de $h_A^0 = 15$ mm.

Nom	A	R	ΔR	R_i	R_e
A1	2513	40	5	35	45
A2	4398	50	7	43	57
A3	5529	55	8	47	63
A4	7238	64	9	56	74
A5	10367	75	11	64	8
A6	13572	54	20	34	75

TABLE 2.2 – Dimensions des anneaux (en mm).

Chaque anneau est associé à un disque, les échantillons fonctionnent par paires. On prend pour chaque disque un diamètre 60% plus grand que celui de l'anneau correspondant. La hauteur des disques est de $h_D^0 = 20$ mm. Nous avons choisi les dimensions des disques de sorte à ce qu'ils ne se déforment pas et que ce soit l'anneau qui encaisse la déformation.

Localisation des déformations dans l'anneau en compression uniaxiale

Le disque et l'anneau sont soumis à la même force normale puisqu'ils sont placés en série. La surface de l'anneau étant plus petite, et la force égale, la contrainte normale est plus grande pour l'anneau que pour le disque. En effet, le rapport des contraintes normales pour le disque et l'anneau varie comme l'inverse du rapport des aires de leurs surfaces : $\frac{\sigma_A}{\sigma_D} = \frac{A_D}{A_A}$. Le flambage étant piloté par la contrainte, comme on l'a vu dans la partie 2.1.2, il se fait donc en premier dans l'anneau. Au moment où le flambage commence dans l'anneau, c'est-à-dire pour $\sigma_A = \sigma^*$, la contrainte dans le disque est donc $\sigma_D = \sigma_A \frac{A_A}{A_D} \simeq 0.6 \sigma_A$. D'après la courbe 2.6, la déformation du disque associée est $\epsilon_D \leq 0.05$, soit une compression de moins de 1 mm, qui est très négligeable. Tant que l'anneau n'a pas atteint le seuil de densification, la déformation du disque reste constante et la déformation est encaissée par l'anneau. Cela nous permet de définir Δz comme l'enfoncement de l'anneau et $\frac{\Delta z}{h_A^0}$ comme sa déformation nominale.

7. On peut remarquer que les caractéristiques géométriques des anneaux A1 à A5 ont été choisies de telle sorte que le rapport des vitesses aux bords $\frac{v_e}{v_i} = \frac{1 + \frac{\Delta R}{R}}{1 - \frac{\Delta R}{R}}$ soit constant d'un échantillon à l'autre, afin d'éviter d'éventuels biais causés par l'asymétrie des vitesses. Cette précaution s'est avérée inutile, comme on le comprendra par la suite.

Ainsi, la non-linéarité de la réponse en compression de la mousse associée à la différence d'aire entre les deux échantillons conditionne la localisation des déformations dans l'anneau. Pour des informations plus quantitatives dans la description de la partition des déformations entre le disque et l'anneau, le lecteur est invité à se reporter à l'annexe B.

Choix de l'enfoncement Δz

Afin d'éviter des interactions complexes entre la déformation non-linéaire de la mousse et le frottement, nous étudierons les fluctuations de la force de frottement dans un régime où la déformation de l'anneau en compression reste dans le domaine linéaire. C'est-à-dire pour des enfoncements $\Delta z \in [0, 1.5 \text{ mm}]$ qui correspondent à $\epsilon_A \leq 0.1$. Dans la pratique, nous prendrons ainsi pour le chapitre 3 : $\Delta z = 1 \text{ mm}$. Le chapitre 4 sera l'occasion d'étudier les enfoncements plus grands⁸.

2.2.3 Protocole expérimental

Frottement en départ lancé

L'idée est de comprimer l'anneau de mousse contre le disque de mousse en rotation sous un déplacement vertical imposé Δz . Pour éviter de dépasser le seuil en couple de la platine de rotation qui est de 4 N m , nous avons élaboré le protocole suivant que nous appellerons en "départ lancé".

Avant toute chose, on aligne soigneusement les deux surfaces en frottement à l'aide de deux platines goniométriques dont les axes sont indépendants. Le contact est préalablement ouvert, c'est-à-dire que l'anneau et le disque ne sont pas en contact. On lance simultanément la translation de l'anneau suivant l'axe z à la vitesse $v_z = 0.1 \text{ mm s}^{-1}$ et la rotation du disque à la vitesse Ω_z choisie. La translation de l'anneau s'arrête lorsque celui-ci est comprimé de Δz contre le disque. Nous présentons un signal typique de force de frottement obtenu avec ce protocole de départ lancé en figure 2.8. La force reste d'abord nulle jusqu'à ce que les deux surfaces rentrent en contact pour une position relative θ du disque et de l'anneau. Elle augmente ensuite jusqu'à atteindre un maximum au moment où l'anneau est comprimé de Δz dans le disque. On observe ensuite une relaxation de la force au cours de la rotation du disque qui aboutit à un régime stationnaire. Pour s'assurer d'avoir atteint le régime stationnaire tout en limitant la durée de l'expérience, nous avons choisi une rotation de 5.5 tours pour le disque après l'atteinte du maximum. Nous avons observé expérimentalement que si l'on comprime d'abord l'anneau de Δz avant de faire tourner le disque, le maximum de force est plus important et la relaxation beaucoup plus longue, ce qui justifie le départ lancé.

8. Dans le cadre de nos expériences, nous avons bien à l'esprit que nous couplons la compression uniaxiale à du cisaillement dû à la rotation, ce qui devrait avoir un effet sur le seuil de flambage. Nous étudierons en détails les déformations de l'anneau dans le chapitre 4 et nous vérifierons a posteriori que l'enfoncement $\Delta z = 1 \text{ mm}$ est bien satisfaisant pour ne solliciter que des effets de surface.

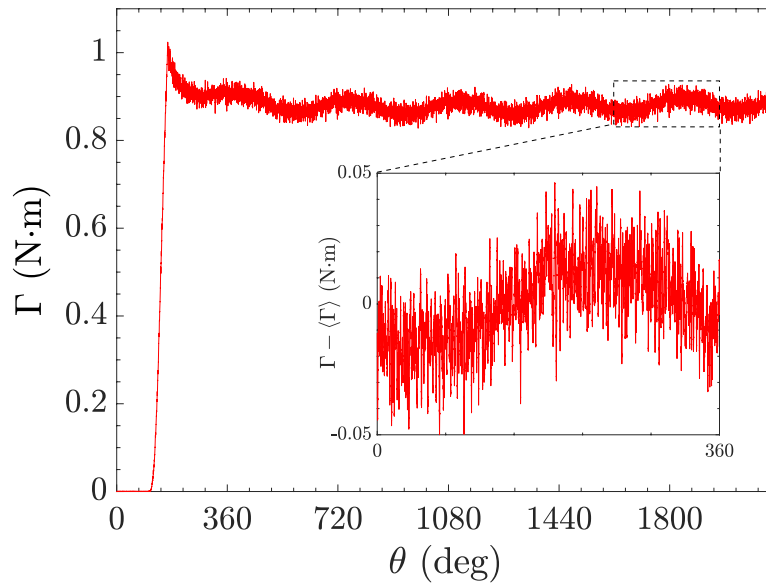


FIGURE 2.8 – Signal de force de frottement typique obtenu avec le protocole de départ lancé en fonction de la position angulaire relative de l’anneau et du disque θ (aire A3, $\Delta z = 1$ mm). En détails, la partie du signal en régime stationnaire sur laquelle on étudie la statistique des fluctuations, qui représente 360° .

Pour l’étude des propriétés des fluctuations de la force de frottement (statistiques et spectrales), on s’intéressera uniquement au dernier tour en régime stationnaire. Pour l’étude statistique des fluctuations de la force de frottement, on échantillonne à une fréquence $F_T = 5$ kHz sur toute la durée de l’expérience, ce qui permet d’avoir une mesure de la valeur moyenne. La résolution sur la mesure du couple est de 7.6×10^{-5} N m. Pour l’étude spectrale des fluctuations de la force de frottement, étant donné qu’on n’a pas besoin de mesurer la valeur moyenne, on peut se contenter d’acquérir uniquement le dernier tour. Cela nous permet d’échantillonner plus, $F_T = 20$ kHz, et de nous placer sur un plus petit calibre puisque la variation d’amplitude du couple est moins importante. La résolution sur la mesure du couple est alors meilleure : 3×10^{-6} N m.

Le régime stationnaire présente les fluctuations qu’on a vues dans le chapitre précédent (figure 2.8 (encart)) assorties de fluctuations périodiques de 360° qui correspondent aux problèmes de planéité des échantillons⁹. Pour pouvoir étudier les propriétés des fluctuations du signal de force de frottement liées aux événements d’accrochage/décrochage, il est nécessaire de filtrer le signal pour lui soustraire la ligne de base correspondant aux fluctuations grandes longueurs d’onde. Pour cela, on filtre les fluctuations associées à des longueurs supérieures à $\lambda_c = R\theta_c$ correspondant à une vingtaine de cellules. Toute l’analyse statistique des fluctuations de la force de frottement est réalisée en filtrant de cette manière¹⁰.

9. Nous avons observé que pour réduire au maximum ces oscillations, il faut aligner les supports des échantillons entre eux et non pas les surfaces des échantillons. C’est ainsi qu’on réalise l’alignement.

10. On justifiera cette longueur de coupure au chapitre 3 à partir de l’étude de la densité spectrale de puissance de la force de frottement en régime stationnaire prise sur le dernier tour.

Réglage du zéro et incidence sur les mesures

La mesure de couple étant plus sensible que celle de la force normale, on définit un critère pour le repérage du contact à partir de la mesure du couple. On considère qu'il y a contact entre l'anneau et le disque au moment où le couple dépasse la valeur seuil de 0.005 N m . Ce seuil représente moins de 1% de la valeur du couple obtenue en régime stationnaire pour n'importe quel déplacement imposé Δz . Le protocole de détection du contact consiste à réaliser un départ lancé et à enregistrer la position du contact z_c au moment où la valeur du couple atteint le seuil fixé. On réalise ensuite l'expérience de frottement où l'anneau est translaté jusqu'à la position $z = z_c + \Delta z$.

Compte tenu des défauts de planéité des surfaces, la détection du zéro va dépendre de la position initiale relative de l'anneau et du disque. Pour quantifier la dispersion des positions de contact détectées, on fait varier pour un même couple d'échantillons la position initiale relative $\Delta\theta$ de l'anneau ($R = 55 \text{ mm}$, $\Delta R = 8 \text{ mm}$) et du disque par intervalles multiples de 45° et on mesure à chaque fois la position du contact z_c . Les résultats sont reportés en figure 2.9. On obtient en quelque sorte un profil de hauteur de l'anneau convolué par celui du disque, et réciproquement. On retrouve une oscillation de 360° , comme celle qu'on avait mise en évidence pour le couple en régime stationnaire dans la figure 2.8. Cela confirme que les fluctuations périodiques de 360° du couple sont bien corrélées aux défauts de planéité des surfaces et ce de manière non-négligeable lorsqu'on regarde l'amplitude de ces fluctuations. Pour autant, est-ce que la moyenne $\langle \Gamma \rangle$ de ces fluctuations sur un tour et l'écart-type σ_Γ du couple en régime stationnaire filtré des oscillations à 360° dépendent de manière aussi critique de la position du contact z_c ? Cette question est particulièrement importante puisque nous voulons étudier la statistique de ces fluctuations. A partir des mesures de l'expérience précédente, on représente ainsi en figures 2.10 et 2.11 respectivement l'effet de la détection du contact sur la mesure du couple moyen en régime stationnaire et la relation entre le couple moyen et l'écart-type. On observe que le couple moyen $\langle \Gamma \rangle$ augmente linéairement avec la position du contact z_c d'à peu près 0.7 N m mm^{-1} . Quant à σ_Γ , on observe qu'il augmente linéairement avec le couple (donc avec la position du contact) d'environ $6 \times 10^{-3} \text{ N m N}^{-1} \text{ m}^{-1}$. Cela donne au maximum dans notre cas une dispersion de l'ordre de 10%. Ces mesures nous permettent d'avoir une estimation des barres d'erreur associées à l'écart-type et au couple moyen en régime stationnaire, dues aux défauts de planéité des échantillons.

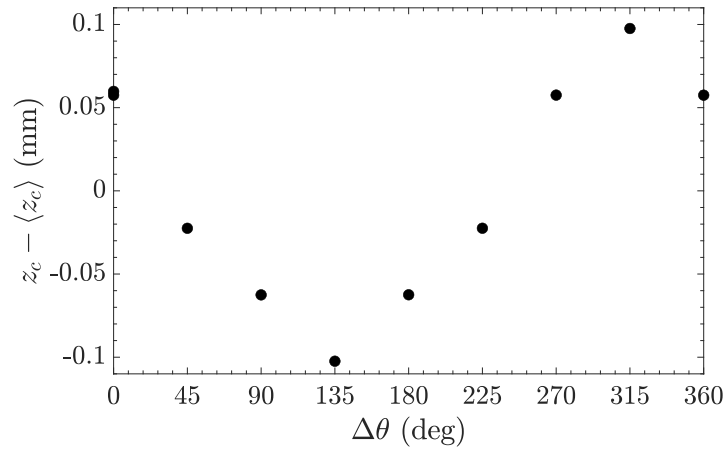


FIGURE 2.9 – Distribution des mesures de position du contact en fonction de la position angulaire initiale relative de l’anneau et du disque $\Delta\theta$.

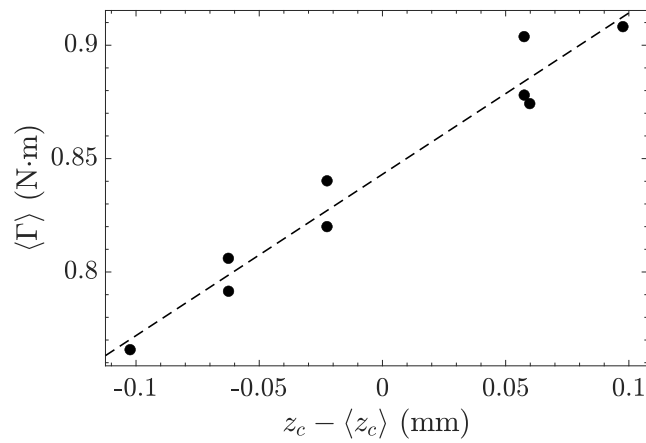


FIGURE 2.10 – Effet du repérage de la position du contact sur la force moyenne en régime stationnaire.

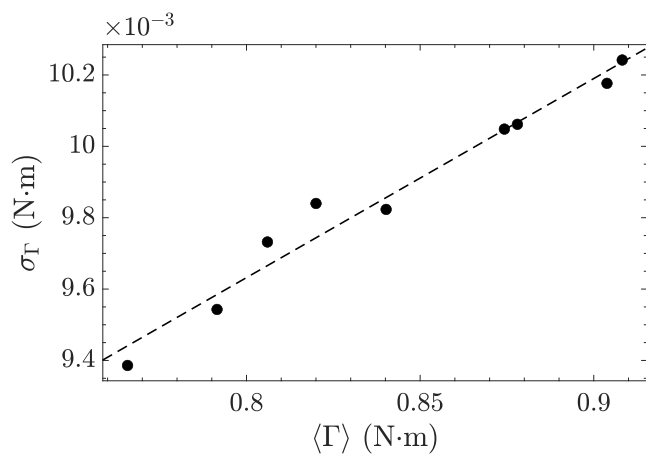


FIGURE 2.11 – Evolution de l’écart-type du couple en régime stationnaire filtré des fluctuations périodiques de 360° en fonction du couple moyen associé.

Choix de la vitesse de rotation

Etudions l'effet de la vitesse de rotation sur le couple moyen en régime stationnaire. On fait varier la vitesse de rotation Ω_z de 0.5°s^{-1} à 15°s^{-1} et on mesure la valeur moyenne du couple en régime stationnaire sur 10 réalisations de contact différentes entre anneau ($R = 55 \text{ mm}$, $\Delta R = 8 \text{ mm}$) et disque (figure 2.12).

On observe que la valeur moyenne du couple de frottement en régime stationnaire augmente de manière logarithmique avec la vitesse de rotation Ω_z à raison de $0.12(1) \text{ N/décade}$, ce qui fait que la valeur moyenne du couple en régime stationnaire augmente seulement de 40% quand la vitesse est multipliée par un facteur 150. La vitesse a donc peu d'effet sur le couple moyen en régime stationnaire. On choisit donc de travailler à une vitesse $\Omega_z = 5^\circ \text{s}^{-1}$, qui permet d'avoir un temps raisonnable pour les expériences sans trop solliciter la platine de rotation dont la vitesse limite est de 16°s^{-1} .

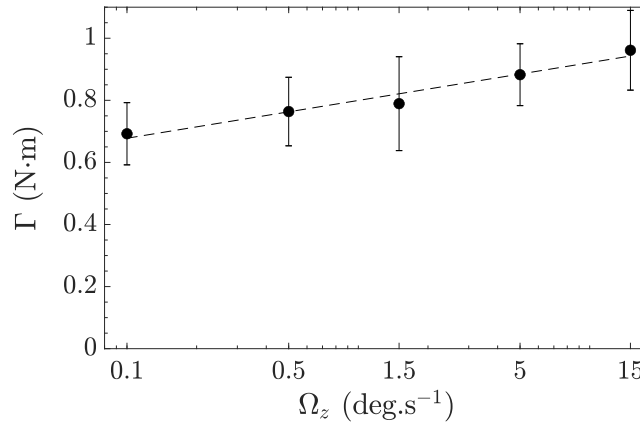


FIGURE 2.12 – Croissance logarithmique du couple de frottement en régime stationnaire $\langle \Gamma \rangle$ avec la vitesse de rotation Ω_z .

Corrections liées à la configuration rotationnelle

Dans la configuration en rotation, on mesure à tout instant t le couple :

$$\Gamma(t) = \int_0^{2\pi} \int_{R_i}^{R_e} r \tau(r, \theta, t) r dr d\theta \quad (2.3)$$

avec $\tau(r, \theta, t)$ la contrainte de cisaillement en (r, θ) à l'instant t . Cette configuration introduit des effets géométriques dus à l'existence de bras de levier, qu'on n'avait pas en configuration linéaire. Pour pouvoir se soustraire à ces effets géométriques et pouvoir comparer le frottement entre deux surfaces d'aires différentes, il faut pouvoir se ramener à une force comme dans la configuration linéaire. Nous allons pour cela faire apparaître des coefficients correctifs.

Au paragraphe précédent, nous avons vu que l'effet de la vitesse sur le frottement était très négligeable. La différence de vitesse entre les bords intérieur et extérieur

des anneaux n'a donc aucun effet sur le frottement. Ainsi la contrainte de cisaillement doit être homogène à l'interface, soit $\tau(r, \theta, t) \simeq \tau(t)$. Dans le régime stationnaire, on peut ainsi réécrire le couple moyen comme :

$$\begin{aligned}\langle \Gamma \rangle &= \int_0^{2\pi} \int_{R_i}^{R_e} r \langle \tau \rangle r dr d\theta \\ &= \frac{2\pi}{3} (R_e^3 - R_i^3) \langle \tau \rangle \\ &= 4\pi R^2 \Delta R \left(1 + \frac{\Delta R^2}{3R^2} \right) \langle \tau \rangle \\ &= \rho_1 A \langle \tau \rangle\end{aligned}$$

avec $\rho_1 = R \left(1 + \frac{\Delta R^2}{3R^2} \right) [\text{m}]$

et la variance associée :

$$\begin{aligned}\sigma_\Gamma^2 &= \int_0^{2\pi} \int_{R_i}^{R_e} r^2 \sigma_\tau^2 r dr d\theta \\ &= \frac{\pi}{2} (R_e^4 - R_i^4) \sigma_\tau^2 \\ &= \rho_2^2 A \sigma_\tau^2\end{aligned}$$

avec $\rho_2^2 = R^2 \left(1 + \frac{\Delta R^2}{R^2} \right) [\text{m}^2]$

Les coefficients correctifs ρ_1 et ρ_2 , homogènes à des longueurs, nous permettent de nous ramener à :

- la force de frottement $\frac{\langle \Gamma \rangle}{\rho_1}$
- l'écart-type de la force de frottement $\frac{\sigma_\Gamma}{\rho_2}$

Pour vérifier que ces paramètres correctifs sont les bons, et soutenir le fait que τ est bien distribué de manière homogène à l'intérieur du contact (c'est-à-dire $\langle \tau \rangle$ et σ_τ les mêmes quelle que soit la géométrie de l'anneau), on réalise des expériences de frottement sur 3 anneaux de surfaces d'aires égales mais de paramètres géométriques ($R, \Delta R$) différents. On fait varier l'enfoncement Δz de 0.5 mm à 8 mm et on mesure $\langle \Gamma \rangle$ et σ_Γ . On représente sur la figure 2.13 les grandeurs normalisées que sont la force de frottement $\frac{\langle \Gamma \rangle}{\rho_1}$ et l'écart-type $\frac{\sigma_\Gamma}{\rho_2}$ associé. On observe que quelle que soit la géométrie de l'anneau, pourvu que l'aire soit la même, on mesure la même force et le même écart-type. Les coefficients correctifs permettent donc bien de se soustraire aux effets de géométrie.

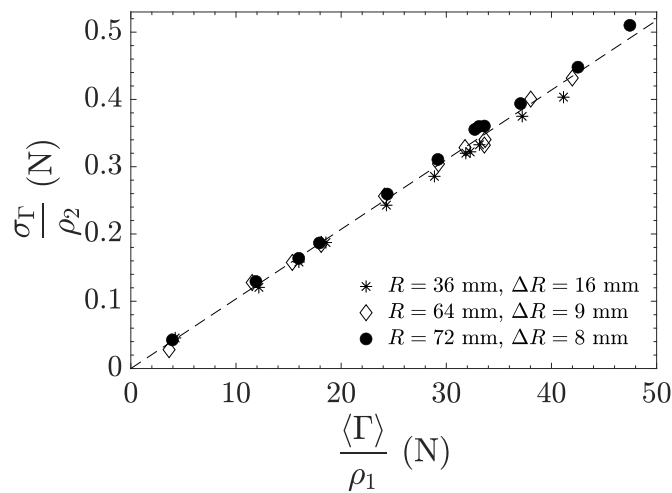


FIGURE 2.13 – Ecart-type de la force en fonction de la force moyenne dans des expériences de frottement réalisées sur 3 géométries d’anneaux (R , ΔR) différentes mais de surfaces d’aires égales, en faisant varier Δz . Les grandeurs ρ_1 et ρ_2 permettent de s’affranchir des effets de géométrie dus à la rotation.

Vieillessement des échantillons

Le frottement, surtout répété comme dans notre géométrie de piste circulaire, est susceptible d’endommager les surfaces selon des processus très complexes. En effet, de manière générale, le frottement dépend de l’histoire du contact [84] [85], ce qui indique qu’il modifie progressivement la structure et/ou la composition de l’interface. Ces effets de mémoire sont d’ailleurs pris en compte dans des modèles dits *rate and state* qui décrivent les propriétés de l’interface par un petit nombre de variables d’état (d’où *state*). Ces modèles sont souvent les meilleures approches disponibles pour décrire le frottement, depuis l’échelle microscopique comme dans le cas des polymères vitreux [86] jusqu’à des échelles de plus en plus grandes en décrivant par exemple le frottement solide entre roches, matériaux plastiques et bois [87] [88] [89]. Cependant, ils restent phénoménologiques. En particulier, les variables d’état ne peuvent pas être facilement reliées aux propriétés physiques du système [90] [91], ce qui limite leur puissance explicative et prédictive.

Nous avons donc exploré l’effet de la répétition des expériences sur un même couple anneau/disque. Selon le protocole de départ lancé avec détection du zéro, nous avons mené successivement 15 expériences de frottement en maintenant la force de frottement moyenne constante et, pour chacune d’elles, nous avons mesuré l’écart-type des fluctuations en régime stationnaire. Les variations de cet écart type sont présentées sur la figure 2.14. On observe une dérive de l’écart-type. On en conclut que les phénomènes de vieillissement se produisent immédiatement. Nous en tenons compte dans notre protocole expérimental en prenant toujours des couples d’échantillons différents pour renouveler totalement la surface de contact.

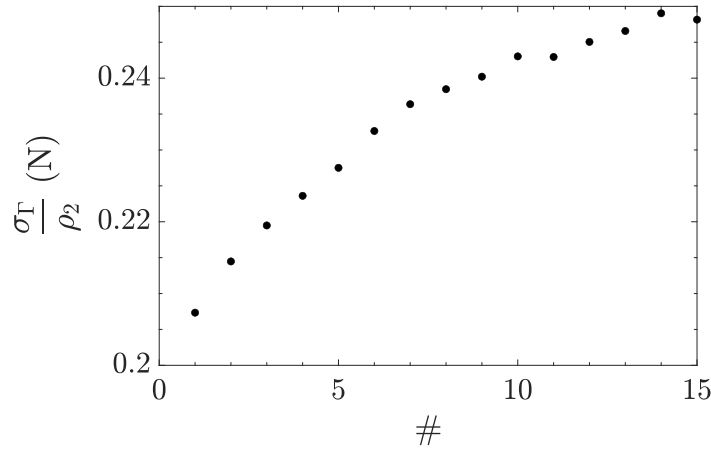


FIGURE 2.14 – Pour un couple anneau/disque ($R = 55$ mm, $\Delta R = 8$ mm) sollicité à $\Delta z = 1$ mm, évolution de l'écart-type des fluctuations de la force de frottement en régime stationnaire $\frac{\sigma_F}{\rho_2}$ quand on répète les réalisations de contact.

2.2.4 Mesure des déformations en frottement

La mesure des déformations en compression et en cisaillement par une méthode de corrélation d'images dont nous détaillons le protocole nous permet d'étudier en détails la déformation de la structure cellulaire de la mousse en compression et cisaillement pour le chapitre 4. L'objectif est notamment d'étudier la partition de ces déformations à l'intérieur de l'anneau de mousse.

Principe général de la corrélation d'images (DIC)

La corrélation d'image (*DIC* pour *Digital Image Correlation* en anglais) [92] est une méthode numérique qui permet de mesurer le champ de déplacement à la surface d'un objet qui se déforme entre deux prises de vue successives. Elle a été développée par Sutton et al. [93]. Le principe est le suivant [94] : on découpe chaque image de la pile en un réseau d'images carrées repérées par les coordonnées de leur centre (x, z) . On suppose un champ cinématique plus ou moins riche (ici on ne prendra en compte que de la translation, mais on peut aussi envisager d'ajouter rotation et dilatation) et on optimise la corrélation entre l'image d'origine (à t) et l'image déformée par ce champ cinématique (à $t + \delta t$). Le déplacement correspondant au maximum de corrélation donne le déplacement moyen du centre de l'image (x, z) entre t et $t + \delta t$.

Plus précisément, chaque image numérisée correspond à une matrice 2D de valeurs qui représentent chacune le niveau de gris du pixel associé. Considérons une image située en (x_0, z_0) et appelons I sa version à t et J sa version à $t + \delta t$. On mesure le coefficient de corrélation :

$$C(u_x, u_z) = \frac{\sum I(x, z) J(x + u_x, z + u_z)}{\sqrt{\sum I(x, z)^2 \sum J(x + u_x, z + u_z)^2}}$$

A tout déplacement relatif (u_x, u_z) des deux images, on associe le coefficient de corrélation $C(u_x, u_z)$. La représentation graphique de cette corrélation est ainsi une

nappe 2D avec un pic de corrélation atteint pour le déplacement relatif qui donne la corrélation maximale entre I et J . La position de ce pic nous donne le déplacement de l'imagette entre t et $t + \delta t$. On répète le procédé pour toutes les sous-fenêtres i et pour tous les pas de temps t si bien qu'on peut reconstituer la trajectoire de chaque centre d'imagette (x, z) au cours du temps. Précisons que pour que cette méthode marche, il faut que l'imagette présente des variations importantes de niveaux de gris et on suppose qu'il y a conservation des niveaux de gris dans l'image au cours du temps.

Protocole suivi

D'un point de vue pratique, on travaille sur des images de 1280×1024 pixels. On prend un réseau d'imagettes séparées horizontalement de 50 pixels et verticalement de 32 pixels (figure 2.15), ce qui donne un réseau de quelques 400 imagettes.

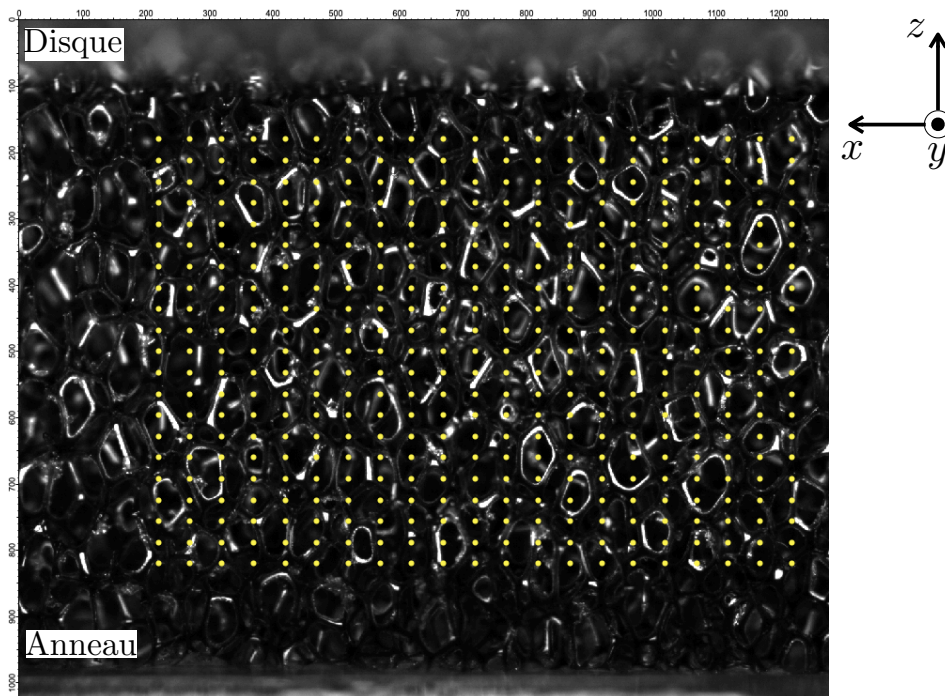


FIGURE 2.15 – Image initiale de l'anneau de mousse prise lors de l'étude de la compression anneau/disque A3 ($R = 55$ mm, $\Delta R = 8$ mm) en corrélation d'images. On lui superpose le réseau des centres d'imagettes choisi (en jaune).

On choisit un réseau de pas vertical petit car c'est dans la direction verticale qu'on veut la meilleure résolution spatiale. En ce qui concerne la taille des imagettes, qui doit être une puissance de 2 pour les calculs de corrélation, il y a un compromis à trouver : plus les imagettes sont petites, meilleure est la résolution spatiale, mais plus l'erreur calculée sur le déplacement de chaque imagette est grande [95] [96]. On peut estimer qu'une taille minimale pour l'imagette correspond à trois fois le déplacement typique mesuré entre t et $t + \delta t$. Etant donné que pendant la phase de chargement la vitesse de compression est de l'ordre de 10 pixels/image et qu'une fois le régime stationnaire atteint les déplacements sont plus petits, cela nous donne

comme limite basse une taille d'imagette de 32 pixels. Une cellule de mousse représentant une soixantaine de pixels, on choisit finalement une taille d'imagette de $2^6 = 64$ pixels pour avoir le maximum de nuances de gris dans le calcul de la corrélation. Pour que la résolution dans la mesure du déplacement soit plus fine que le pixel, on affine le protocole en interpolant le pic de corrélation par un ellipsoïde, ce qui nous permet de faire une détection subpixel.

Des déplacements calculés (u_x, u_z) on peut remonter aux déformations locales dans le système à chaque pas de temps t et en chaque point (x, z) [97] [98].

2.3 Bilan

Nous avons mis au point un dispositif de frottement qui permet de mesurer des signaux dans la bonne gamme de fréquence pour en étudier les propriétés statistiques et spectrales. La résolution temporelle permet d'accéder à des échelles de longueur allant de quelques tailles cellulaires à une fraction de taille cellulaire. La géométrie dissymétrique anneau/disque choisie permet de faire varier l'aire de la surface frottante tout en localisant les déformations dans l'anneau. Il nous a fallu définir un protocole rigoureux pour éviter les effets temporels intrinsèques aux mousses sollicitées mécaniquement ainsi que les effets de vieillissement dus au frottement. Pour l'étude du frottement en termes d'événements d'accrochage/décrochage menée dans le chapitre 3, on se placera ainsi dans un domaine d'enfoncements dans lequel on reste dans le régime linéaire de la mousse. On prendra typiquement $\Delta z = 1$ mm pour n'étudier que des effets de surface. On couple les mesures de force avec une prise d'images qui nous permet d'avoir accès aux champs de déformations et à la réponse plus précise de l'interface. Dans le chapitre 4, on s'intéressera plus précisément à l'étude de ces déformations et aux conséquences que cela peut avoir sur le frottement.

Chapitre 3

Mise en évidence et caractérisation des mécanismes d'accrochage/décrochage dans le frottement des mousses

Nous voulons établir ici les principales caractéristiques du frottement des mousses solides. Nous nous intéresserons au lien entre le frottement macroscopique et les phénomènes dissipatifs élémentaires ayant leur siège à l'échelle microscopique au sein de l'interface. Nous verrons que nous pouvons mettre en évidence l'existence d'une statistique d'événements intermittents d'accrochage/décrochage ayant lieu à l'échelle d'une cellule dans les fluctuations de la force de frottement. Nous montrerons ensuite que l'étude statistique de ces fluctuations en termes d'histogrammes nous permet de caractériser ces événements pour mieux les identifier : densité surfacique, force moyenne associée et même profil d'interaction. Pour finir, une étude spectrale des fluctuations de la force de frottement nous permettra de compléter notre étude et de comparer avec une simulation numérique prenant en compte l'ensemble des paramètres mis à jour. Nous pointerons ainsi les limites de notre modélisation.

3.1 Mise en évidence des mécanismes locaux d'accrochage/décrochage

3.1.1 Additivité des effets des événements locaux à l'interface frottante

Nous recherchons des événements dissipatifs locaux répartis à l'interface pour expliquer l'origine du frottement des mousses. On s'attend à ce que ces événements soient d'autant plus nombreux que l'aire de la surface de frottement est grande ($N \propto A$) et qu'ils soient additifs ($\frac{\langle \Gamma \rangle}{\rho_1} \propto N$). Ce qui fait qu'on s'attend à avoir une force de frottement moyenne extensive en aire. Est-ce bien le cas ?

Pour le vérifier, on réalise des expériences de frottement anneau contre disque (protocole au chapitre 2 §2.2.3) où l'on fait varier l'aire de l'anneau d'un facteur 5 (description géométrique au chapitre 2 §2.2.2). On mesure pour chaque surface d'aire différente la force moyenne en régime stationnaire, pour un enfoncement $\Delta z = 1 \text{ mm}$ et une vitesse de rotation $\Omega_z = 5^\circ \text{ s}^{-1}$. On obtient ainsi la courbe de la figure 3.1.

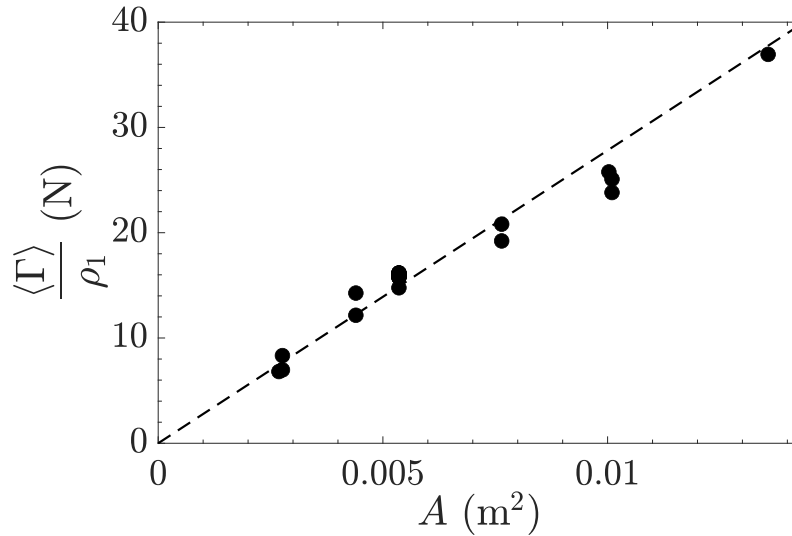


FIGURE 3.1 – Extensivité de la force de frottement moyenne en régime stationnaire $\frac{\langle \Gamma \rangle}{\rho_1}$ avec l'aire de la surface frottante A (pente : $2.78(11) \times 10^3 \text{ N m}^{-2}$).

On observe, conformément à notre hypothèse, que la force de frottement est proportionnelle à l'aire de contact apparente :

$$\frac{\langle \Gamma \rangle}{\rho_1} \propto A \quad (3.1)$$

La phénoménologie du frottement des mousses est donc bien compatible avec un modèle à partir d'événements dissipatifs interfaciaux d'accrochage et de décrochage.

On remarque par ailleurs que, de manière originale, le frottement des mousses ne suit pas la loi d'Amontons-Coulomb. En fait, comme nous l'avons vu au chapitre 1 §1.1.1, le caractère coulombien du frottement est communément considéré comme une conséquence de la rugosité des surfaces (Greenwood et Williamson [16]), plus exactement du caractère statistique de la distribution en hauteurs des aspérités de surface qui conditionne l'aire réelle de contact. Les surfaces de mousses ne possèdent pas de macro-rugosité statistique à des échelles supérieures à la taille de la cellule. En conséquence, le contact mousse/mousse que nous étudions ici peut être assimilé à un modèle d'interface lisse au sein de laquelle la dissipation est régie par des interactions localisées au sein du contact intime entre les surfaces. Si l'on se réfère à la description classique de Bowden et Tabor [17], on peut dire que notre modèle de mousse vise à transposer à une échelle mésoscopique les phénomènes dissipatifs moléculaires constituant le terme "interfacial" (ou "adhésif") du frottement, en l'absence donc d'effets liés aux déformations des aspérités de la surface rugueuse (le terme de "déformation" du modèle).

Les mécanismes interfaciaux que l'on cherche correspondent à des sauts intermittents entre un état accroché et un état décroché à l'intérieur du contact. Retrouve-t-on la trace de cette intermittence à l'échelle macroscopique dans les fluctuations de la force de frottement ?

3.1.2 Confirmation de la reproductibilité des fluctuations de la force de frottement en rotation

La reproductibilité des fluctuations de la force de frottement a déjà été établie dans une configuration linéaire (chapitre 1 §1.2.2). Il s'agit ici de confirmer qu'il en va de même en rotation.

Sur le même couple anneau/disque ($R = 55$ mm, $\Delta R = 8$ mm), on réalise trois expériences de frottement successives à $\Delta z = 1$ mm et $\Omega_z = 5^\circ \text{s}^{-1}$. Entre chacune d'elles, on incrémente de $\Delta\theta = 10^\circ$ la position initiale relative entre le disque et l'anneau. On mesure les fluctuations de la force de frottement en régime stationnaire en fonction de la position relative du disque et de l'anneau. On présente les fluctuations de ces trois signaux en figure 3.2, et plus en détail en figure 3.3.

On observe que les trois signaux de frottement sont superposés pour l'essentiel : pour une même position relative $R\theta$ donnée du disque et de l'anneau, on enregistre quasiment le même niveau de force, quelle que soit la position initiale angulaire relative entre les deux échantillons. Pour le confirmer, on calcule la corrélation croisée entre les trois signaux précédents (figure 3.4). La position angulaire des pics de corrélation correspond bien au décalage angulaire initial entre le disque et l'anneau. On montre donc que les fluctuations de la force de frottement sont reproductibles. Les signaux de force dépendent de l'histoire récente de frottement (les fluctuations n'apparaissent pas au même endroit si l'on fait deux expériences de frottement avec des déplacements de directions opposées). La reproductibilité des fluctuations de force indique qu'on reproduit bien en chaque position la même histoire récente de frottement. Cette caractéristique est compatible avec les événements dissipatifs que l'on cherche.

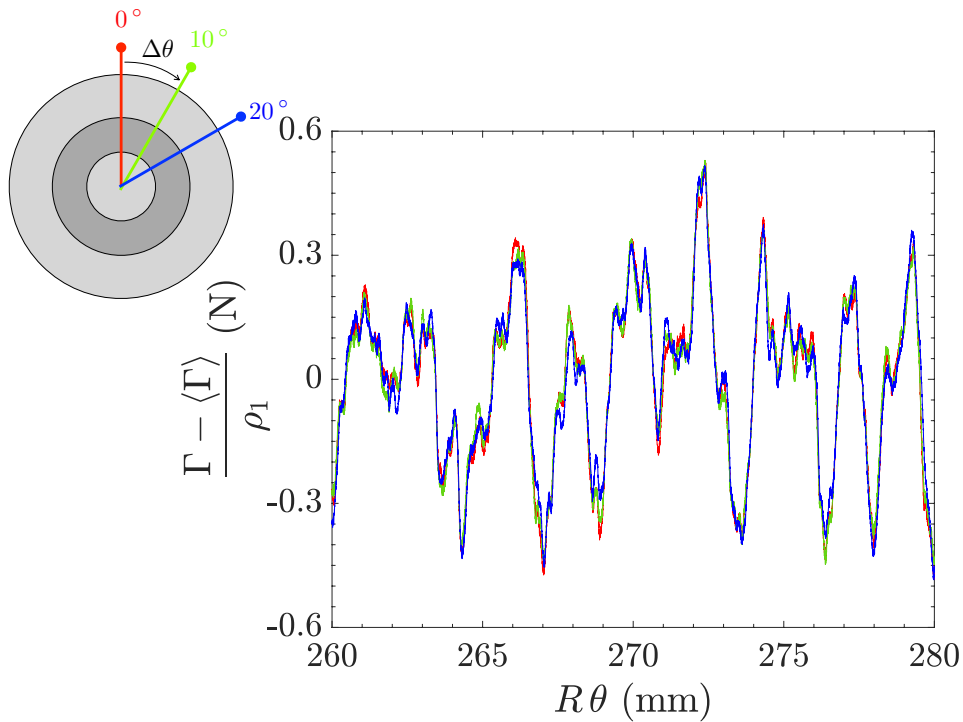


FIGURE 3.2 – Fluctuations de la force de frottement (centrée) en régime stationnaire en fonction de la position relative du disque et de l’anneau $R\theta$ pour trois réalisations de frottement anneau/disque où la position initiale relative du disque et de l’anneau est décalée à chaque fois d’un angle $\Delta\theta = 10^\circ$ ($R = 55$ mm, $\Delta R = 8$ mm, $\Delta z = 1$ mm, $\Omega_z = 5^\circ \text{ s}^{-1}$).

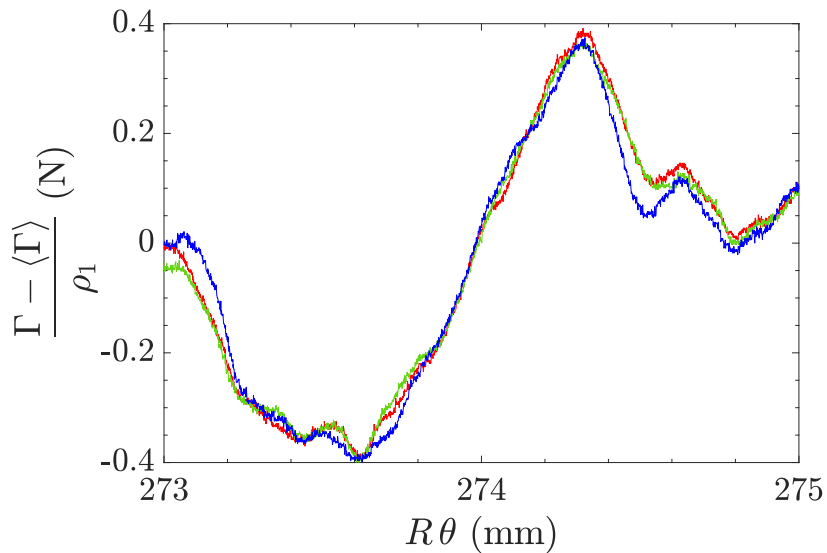


FIGURE 3.3 – Détail des fluctuations des trois signaux de frottement représentées en figure 3.2.

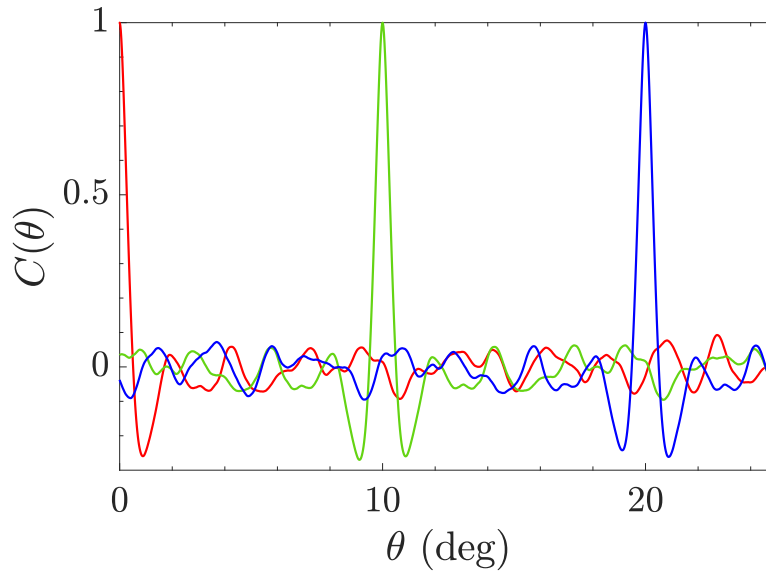


FIGURE 3.4 – Corrélation croisée entre les signaux dont les fluctuations sont représentées en figure 3.2. Les pics de corrélation correspondent au décalage angulaire initial entre les différents signaux.

Pour aller plus loin, nous allons nous attacher à étudier les corrélations des signaux de force afin de faire ressortir les longueurs caractéristiques des interactions liées aux événements d'accrochage/décrochage.

3.1.3 Mesure de la longueur caractéristique des événements locaux d'accrochage/décrochage

La fonction d'autocorrélation spatiale C_{FF} d'un signal F aléatoire, stationnaire et de puissance finie mesure le degré de ressemblance du signal à lui-même lorsqu'on le translate par rapport à lui-même d'une distance u . Cette fonction associe à chaque déplacement u le coefficient de corrélation $C_{FF}(u)$ défini à partir d'une moyenne statistique $\langle \cdot \rangle$ sur un grand nombre de réalisations comme [99] :

$$C_{FF}(u) = \lim_{D \rightarrow \infty} \frac{1}{D} \left\langle \int_0^D F(s)F(s-u) du \right\rangle \quad (3.2)$$

avec dans notre cas : $F = \frac{\Gamma}{\rho_1}$, $s = R\theta$ la distance parcourue sur l'arc de cercle de rayon le rayon moyen R de l'anneau, et D la longueur de la trace de frottement. La fonction d'autocorrélation est normalisée de sorte qu'on ait $C_{FF}(0) = 1$.

On moyenne sur 15 expériences de frottement à $\Delta z = 1 \text{ mm}$ et $\Omega_z = 5^\circ \text{ s}^{-1}$. Pour limiter les effets de vieillissement mentionnés au chapitre 2 §2.2.3, les expériences sont réalisées sur 15 couples d'échantillons vierges prélevés dans le même lot de mousse ($R = 55 \text{ mm}$, $\Delta R = 8 \text{ mm}$). Les signaux sont filtrés comme détaillé au chapitre 2 §2.2.3. La courbe d'autocorrélation obtenue est présentée en figure 3.5.

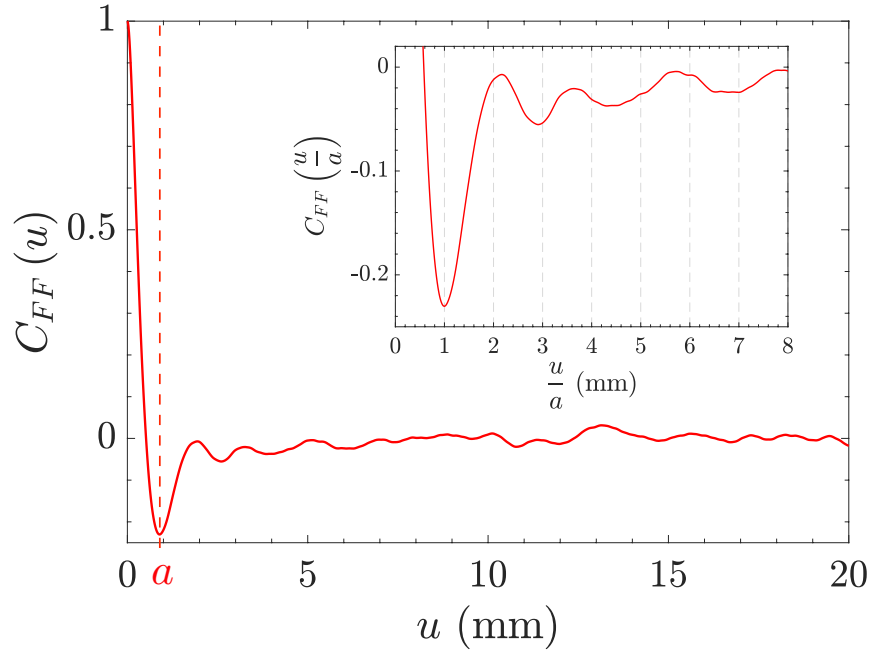


FIGURE 3.5 – Fonction d'autocorrélation des fluctuations de la force de frottement en régime stationnaire. $a = 0.89$ mm correspond à la longueur de corrélation. En détail, la fonction d'autocorrélation précédente normalisée.

On observe une alternance de pics de corrélation et d'anticorrélation dont l'amplitude décroît très rapidement avec u . Ces pics sont répartis autour des positions correspondant approximativement à des multiples d'une longueur caractéristique $a \simeq 0.89$ mm, qui est la longueur de corrélation des fluctuations.

On peut comprendre cette courbe en la comparant à la fonction de corrélation de paire $g(r)$ utilisée pour décrire la structure interne de systèmes atomiques [100] [101]. Cette dernière quantifie les modulations de la densité atomique $\rho(r)$ par rapport à la densité atomique moyenne ρ_0 en fonction de la distance interatomique radiale r comme $g(r) = \frac{\rho(r)}{\rho_0}$. Dans le cas des gaz où il n'y a pas de structure interne, la fonction de corrélation de paire est uniforme $\rho(r) \simeq \rho_0$. A l'opposé, pour un système solide comme un cristal dans lequel les molécules sont ordonnées régulièrement, la fonction de corrélation correspond à une distribution discrète de pics très fins. La position de ces pics correspond aux positions des particules voisines qui sont très bien définies à l'intérieur d'un cristal. Entre ces deux cas, dans les liquides ou les solides amorphes, la fonction de corrélation de paires présente également des pics de corrélation correspondant à la position des particules voisines. La distance à laquelle se situe le premier voisin est d'ailleurs donnée par le deuxième pic de corrélation (figure 3.6). Mais comme dans ces systèmes la position des voisins est stochastique, les pics ne sont pas aussi régulièrement espacés et sont plus larges. En général, la dispersion augmente avec la distance radiale r si bien que la corrélation décroît sur quelques périodes et que la structure en pics disparaît, il n'y a pas plus d'ordre à longue distance. Ce sont exactement ces dernières caractéristiques que l'on observe dans l'autocorrélation des fluctuations de la force de frottement. Cela

montre qu'elles sont associées à une structure spatiale dont l'échelle caractéristique $2a \simeq 1.8 \text{ mm}$ est à mi-chemin entre la taille d'un pore et la taille d'une cellule de la mousse mesurées au chapitre 2 §2.1.1. Cette échelle de longueur est précisément celle qu'on peut associer aux mécanismes locaux d'accrochage/décrochage qui résultent de l'interaction entre un brin pendant et une cellule de mousse que nous avons représentée au chapitre 1 figure 1.8. Les expériences de frottement présentées ci-dessus suggèrent donc que le frottement procède de ces événements interfaciaux.

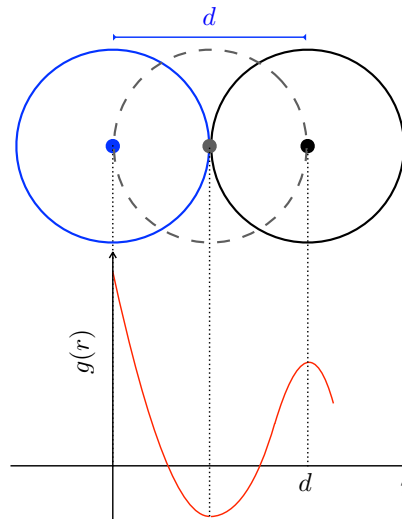


FIGURE 3.6 – Schéma de la fonction de corrélation de paires dans le cas d'un liquide ou d'un solide amorphe constitués de particules de diamètre d . Le pic d'anticorrélation en $\frac{d}{2}$ est dû au fait qu'on ne peut trouver statistiquement aucune particule à moins d'une distance d de l'origine sans qu'il y ait interpénétration.

A partir de là, que peut-on dire de ces événements locaux dissipatifs? On voudrait les caractériser. Peut-on remonter à certaines de leurs caractéristiques microscopiques? En particulier, peut-on avoir une idée du nombre de ces événements, de la force unitaire caractéristique associée? Peut-on même aller plus loin en ayant des informations sur le profil de force associé? Afin d'étudier ces questions, nous allons essayer de relier les mesures macroscopiques de force de frottement aux événements microscopiques (au niveau d'une cellule) en procédant à l'analyse statistique des fluctuations de la force de frottement.

3.2 Détermination de l'amplitude et de la densité de surface des événements d'accrochage/décrochage

Nous allons montrer qu'une étude statistique des fluctuations de la force de frottement mesurées à l'échelle macroscopique permet de remonter à des paramètres microscopiques régissant les mécanismes d'accrochage/décrochage à l'interface, en l'occurrence l'amplitude et la densité de surface de ces événements.

3.2.1 Mise en évidence du caractère gaussien des fluctuations de la force de frottement

Pour étudier la statistique des fluctuations de la force de frottement, une première idée est d'établir l'histogramme de ces fluctuations. Pour réaliser cet histogramme, il faut accumuler plusieurs réalisations de frottement. Afin d'éviter les effets de vieillissement de la surface liés au frottement, nous renouvelons complètement le contact en changeant de paire d'échantillons entre deux réalisations. Nous utilisons donc 15 paires anneau/disque de même géométrie ($R = 55$ mm, $\Delta R = 8$ mm). De plus, nous avons vu au chapitre 2 §2.2.3 que l'écart-type dépend de la valeur de la force de frottement moyenne. D'une réalisation à l'autre avec des paires d'échantillons différentes, des problèmes de planéité de surface peuvent engendrer une petite dispersion de la force de frottement moyenne pour un même enfoncement imposé Δz . En conséquence, nous avons mis au point une procédure consistant à ajuster légèrement le déplacement normal imposé en régime de frottement stationnaire afin de maintenir la même force de frottement moyenne pour toutes les réalisations. L'histogramme total moyenné sur les 15 réalisations de frottement pour un enfoncement $\Delta z = 1$ mm et une vitesse de rotation $\Omega_z = 5^\circ \text{s}^{-1}$ est présenté en figure 3.7. Il est normalisé de sorte qu'il représente une densité de probabilité (intégrale égale à 1). On observe que la distribution des fluctuations de la force de frottement en régime stationnaire est plutôt gaussienne. Cela nous permet de penser que le théorème central limite peut s'appliquer ici.

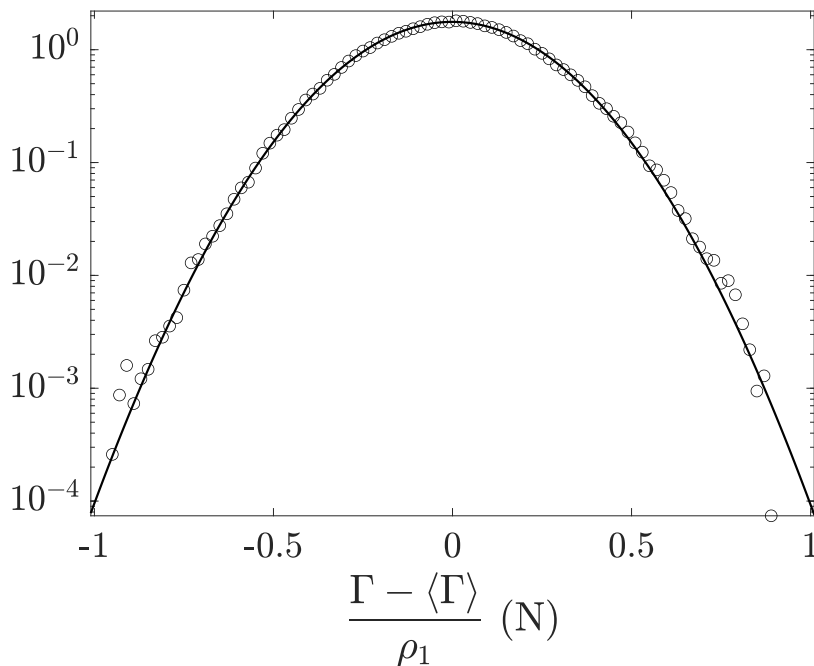


FIGURE 3.7 – Distribution statistique des fluctuations de la force de frottement en régime stationnaire, normalisée comme une densité de probabilité, ajustée par une gaussienne (largeur $0.319(2)$ N).

3.2.2 Lien entre les paramètres macroscopiques du frottement et les paramètres microscopiques décrivant les événements d'accrochage/décrochage

On imagine que le frottement est piloté par N sites d'accrochage. Chaque site contribue pour une force f_i qui varie dans le temps. La force de frottement à l'instant t en régime stationnaire est supposée être la somme des contributions instantanées de chaque force élémentaire :

$$\frac{\Gamma}{\rho_1}(t) = \sum_{i=0}^N f_i(t) \quad (3.3)$$

Le caractère gaussien de la distribution statistique des fluctuations suggère qu'on a un grand nombre d'événements d'accrochage/décrochage et que les forces unitaires $\{f_1, \dots, f_i, \dots, f_N\}$ associées sont des variables aléatoires indépendantes et identiquement distribuées suivant la même loi de probabilité (espérance $\langle f \rangle$, écart-type σ_u). Alors le théorème central limite [102]¹ prévoit que :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\langle \Gamma \rangle}{\rho_1} = N \langle f \rangle \end{array} \right. \quad (3.4)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\sigma_\Gamma}{\rho_2} = \sqrt{N} \sigma_u \simeq \sqrt{N} \langle f \rangle \end{array} \right. \quad (3.5)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\langle \Gamma \rangle}{\rho_1} \text{ suit la loi normale } \mathcal{N}(N \langle f \rangle, \sqrt{N} \sigma_u) \end{array} \right. \quad (3.6)$$

L'équation (3.6) rend bien compte du comportement gaussien observé dans la figure 3.7.

Nous avons montré au paragraphe 3.1.1 que $\frac{\langle \Gamma \rangle}{\rho_1} \propto A$, ce qui vient du fait que le nombre d'événements dissipatifs N est proportionnel à A . On définit ainsi le coefficient de proportionnalité α comme étant la densité surfacique d'événements d'accrochage/décrochage, soit :

$$N = \alpha A \quad (3.7)$$

1. (**Théorème central limite**) Soit $(X_N)_{N \in \mathbb{N}^*}$ une suite de variables aléatoires indépendantes, de même loi, admettant une espérance μ et une variance σ^2 . On définit la somme $S_N = X_1 + \dots + X_N$ ainsi que la variable centrée réduite correspondante $Z_N = \frac{S_N - N\mu}{\sigma\sqrt{N}}$. Alors la suite $(Z_N)_{N \in \mathbb{N}^*}$ converge en loi vers $\mathcal{N}(0, 1)$, où $\mathcal{N}(\sigma, \mu)$ est la loi de densité $\frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma^2}}$.

2. Prenons un profil de force triangulaire normalisé $f(\Delta) = \begin{cases} \frac{\Delta}{c} & \text{pour } 0 \leq \Delta \leq c \\ \frac{1-\Delta}{1-c} & \text{pour } c \leq \Delta \leq 1 \end{cases}$ avec c qui règle les temps d'accrochage et de décrochage dans l'interaction et calculons $\langle f \rangle$ et σ_u . On trouve qu'ils sont indépendants de c et que $\langle f \rangle = \sqrt{3} \sigma_u$. Cela justifie le choix $\sigma_u \simeq \langle f \rangle$.

En tenant compte de la définition (3.7), on peut alors réécrire les équations (3.4) et (3.5) comme :

$$\begin{cases} \frac{\langle \Gamma \rangle}{\rho_1} = \alpha \langle f \rangle A \\ \frac{\sigma_\Gamma}{\rho_2} = \sqrt{\alpha} \langle f \rangle \sqrt{A} \end{cases} \quad (3.8)$$

$$\begin{cases} \frac{\sigma_\Gamma}{\rho_2} = \sqrt{\alpha} \langle f \rangle \sqrt{A} \end{cases} \quad (3.9)$$

L'équation (3.8) rend bien compte de l'extensivité en aire observée en figure 3.1 et donne une expression littérale pour la pente. Qu'en est-il des variations de l'écart-type avec l'aire de contact ?

Pour les mêmes expériences que celles présentées au paragraphe 3.1.1, on représente l'écart-type de la force en fonction de la racine carrée de l'aire de la surface frottante (figure 3.8). Le modèle rend bien compte du comportement linéaire observé et donne également une expression littérale pour la pente.

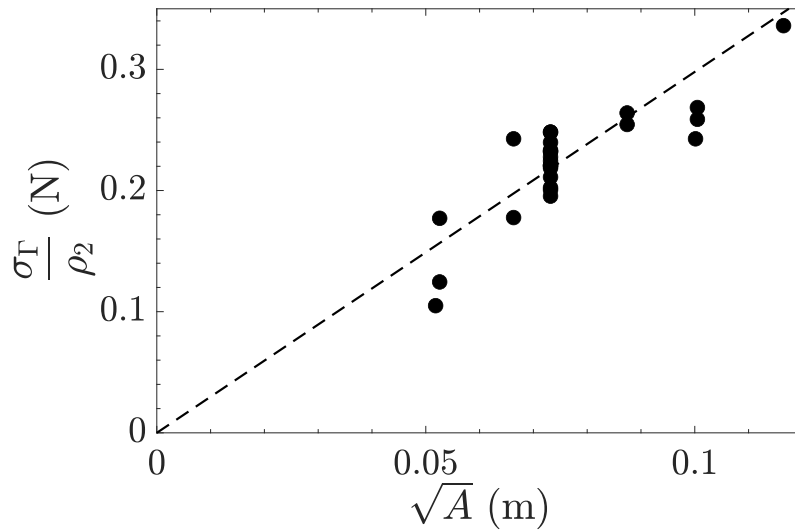


FIGURE 3.8 – Linéarité entre l'écart-type de la force de frottement en régime stationnaire $\frac{\sigma_\Gamma}{\rho_2}$ et la racine carrée de l'aire de la surface frottante $\sqrt{A}$ (pente : $3.0(1) \text{ N m}^{-1}$).

Pour découpler les coefficients microscopiques α et $\langle f \rangle$, on réécrit les équations (3.8) et (3.9) comme :

$$\begin{cases} \frac{\sigma_\Gamma^2}{\rho_2^2} = \langle f \rangle \frac{\langle \Gamma \rangle}{\rho_1} \end{cases} \quad (3.10)$$

$$\begin{cases} \frac{\sigma_\Gamma}{\rho_2} = \frac{1}{\sqrt{\alpha}} \frac{\langle \Gamma \rangle}{\rho_1 \sqrt{A}} \end{cases} \quad (3.11)$$

Ces deux formules relient des paramètres caractéristiques mesurables du frottement à l'échelle macroscopique $\left(\frac{\langle \Gamma \rangle}{\rho_1}, \frac{\sigma_\Gamma}{\rho_2} \right)$ aux paramètres microscopiques $(\langle f \rangle, \alpha)$ décrivant les événements d'accrochage/décrochage.

Nous allons maintenant montrer que ces relations permettent d'extraire des données expérimentales des valeurs réalistes des paramètres α et $\langle f \rangle$.

3.2.3 Mesure de la densité surfacique et de l'amplitude des événements d'accrochage/décrochage

On représente les données dans les figures 3.9 et 3.10 sous la forme suggérée respectivement par les équations (3.10) et (3.11).

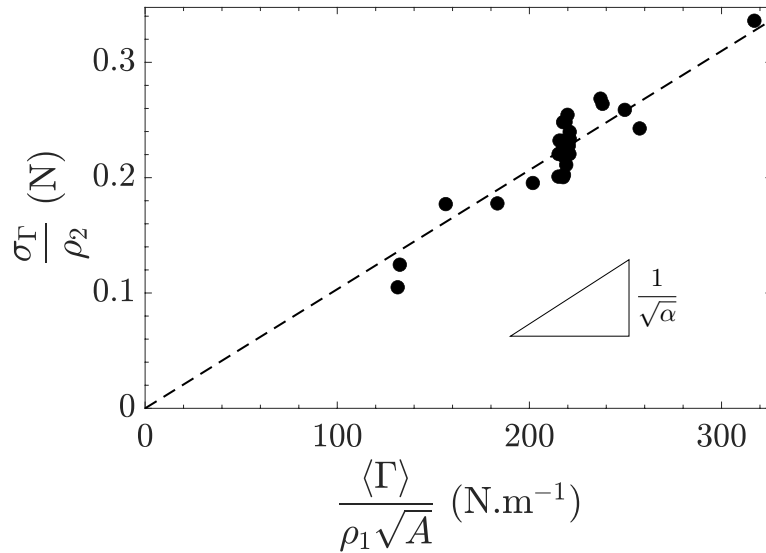


FIGURE 3.9 – Linéarité entre l'écart-type de la force en régime stationnaire et la force moyenne normalisée par la racine carrée de l'aire de contact. La pente de l'ajustement linéaire donne le coefficient $\frac{1}{\sqrt{\alpha}}$ comme le prévoit l'équation 3.11. On mesure $\alpha = 94(4) 10^4 \text{ m}^{-2}$.

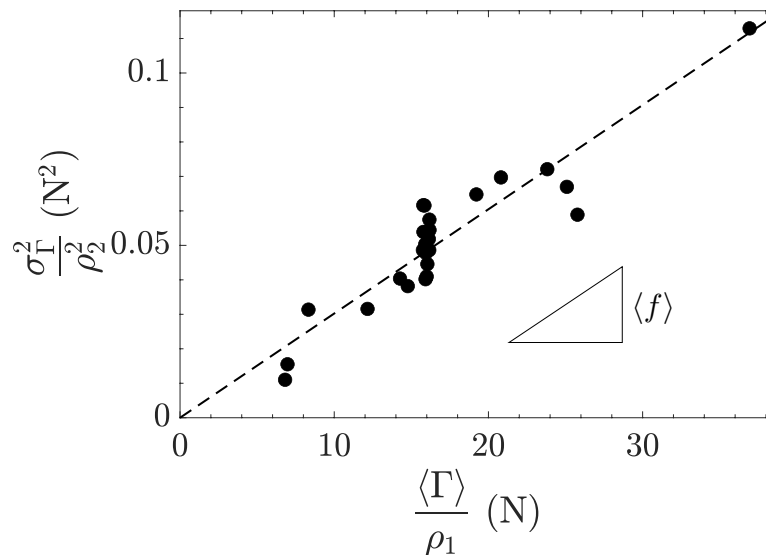


FIGURE 3.10 – Linéarité entre le carré de l'écart-type de la force en régime stationnaire et la force moyenne. La pente de l'ajustement linéaire donne le coefficient $\langle f \rangle$ comme le prévoit l'équation 3.10. On mesure $\langle f \rangle = 3.0(2) \text{ mN}$.

On observe qu'on a bien le comportement linéaire prévu par les équations précédentes. Les ajustements linéaires nous permettent de mesurer des coefficients α et $\langle f \rangle$ donnés par la pente des droites.

On mesure $\alpha = 94(4) 10^4 \text{ m}^{-2}$ (figure 3.9). a étant l'échelle typique de distance entre deux événements d'accrochage/décrochage (voir §3.1.3), on s'attend à ce que la surface efficace associée à un événement d'accrochage/décrochage soit de l'ordre de a^2 . Pour cette surface, on mesure une valeur $\alpha a^2 \simeq 0.7$ proche de l'unité, ce qui est compatible avec des événements d'accrochage/décrochage qui se produisent à l'échelle de la cellule.

En ce qui concerne la force unitaire (figure 3.10), on mesure : $\langle f \rangle = 3.0(2) \text{ mN}$. Vérifions avec un modèle de poutre flexible cylindrique semi-encastree l'ordre de grandeur de la force correspondant à la flexion d'un brin. Soit l sa longueur et t son diamètre. Dans l'approximation où le déplacement transversal maximal δ reste petit devant la longueur du brin, la force f qui fléchit le brin est donnée par :

$$f = 3 E_s \frac{I \delta}{l^3}$$

avec le module d'Young E_s du brin et son moment d'inertie $I = \frac{\pi}{64} t^4$. Le module d'Young du polyuréthane E_s a été mesuré par Diaconu et al. [103] dans des expériences d'électrostriction de polyester uréthane et ils ont trouvé $E_s = 13.1 \text{ MPa}$. En utilisant les grandeurs caractéristiques des cellules mesurées au chapitre 2 §2.1.1 : $l \simeq 0.9 \text{ mm}$ et $t \simeq 0.2 \text{ mm}$, et en prenant pour déplacement transversal maximal δ le diamètre caractéristique d'un pore $D_p \simeq 0.85 \text{ mm}$, on trouve comme ordre de grandeur pour la force unitaire $f \simeq 2 \text{ mN}$. La force mesurée en exploitant notre modèle est donc compatible avec un mécanisme d'accrochage/décrochage du type brin/cellule. Le modèle de poutre que nous utilisons pour estimer la valeur de $\langle f \rangle$ présente cependant quelques limites. En particulier, celui-ci est valable en petites déformations, or nous avons pris la déflexion δ du même ordre de grandeur que la longueur de la poutre. De plus, les conditions d'encastrement des brins dans ce modèle sont très différentes de celles qu'on trouve dans la couche interfaciale fortement cisailée du fait de la déformation de la structure.

3.2.4 Bilan

Le modèle où l'on suppose que le frottement repose sur une statistique d'événements d'accrochage/décrochage indépendants, c'est-à-dire non couplés, et possédant tous les mêmes caractéristiques (densité surfacique α , force unitaire $\langle f \rangle$) rend bien compte de nos expériences. On a ainsi montré que dans les mousses, en mesurant des paramètres de frottement à l'échelle macroscopique que sont la force de frottement moyenne et l'écart-type des fluctuations de cette force, on arrive à remonter à des paramètres microscopiques caractérisant les mécanismes physiques qui pilotent le frottement. L'ensemble des résultats acquis jusqu'ici nous permettent d'identifier ces événements d'accrochage/décrochage à l'interaction entre un brin et une cellule. Pour pousser plus loin la caractérisation de ces événements d'accrochage/décrochage, peut-on par exemple remonter à des informations sur la forme de l'interaction entre un brin et une cellule ?

3.3 Profil de force d'un événement d'accrochage et de décrochage

3.3.1 Visualisation de la dissymétrie d'un événement local

Avec une caméra ultrarapide (voir chapitre 2 §2.2.1), on visualise sur le côté un contact entre deux échantillons de mousse. Afin de pouvoir observer facilement des événements d'accrochage/décrochage, on met en frottement un disque et un anneau concentriques de même rayon externe et on regarde au bord. On arrive ainsi à isoler un événement d'accrochage/décrochage unique (figure 3.11).

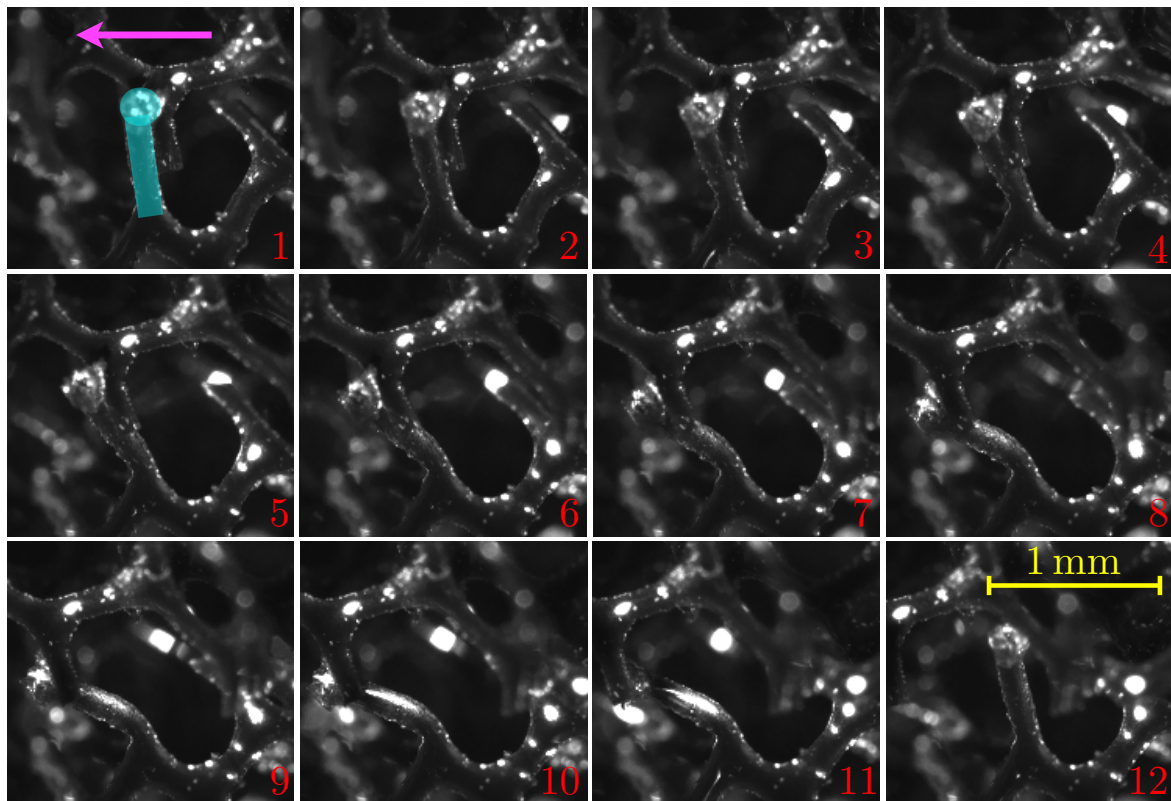


FIGURE 3.11 – Interaction entre un brin (surligné en bleu) et une cellule suivie à la caméra ultrarapide ($F_{acq} = 3000$ fps). La partie mobile correspond à la partie supérieure de l'image et le déplacement se fait vers la gauche de l'image (flèche rose). De gauche à droite, entre chaque image, $\delta t = 18$ ms. Images 1 - 11 : phase d'accrochage. L'image 11 correspond au début du décrochage. A l'image 12, le brin est déjà revenu dans son état d'équilibre

$$(R = 55 \text{ mm}, \Delta R = 8 \text{ mm}, \Delta z = 0.5 \text{ mm}, \Omega_z = 5^\circ \text{ s}^{-1}).$$

L'interaction d'accrochage/décrochage entre un brin et une cellule apparaît très dissymétrique. D'une part, les phases d'accrochage et de décrochage se font sur des échelles de longueur (et donc de temps puisqu'on travaille à vitesse constante) très séparées. D'autre part, après la phase d'interaction (accrochage+décrochage) vient ensuite une période de non-interaction (force nulle) jusqu'à ce qu'un nouvel événement d'accrochage/décrochage survienne à la même position sur l'anneau

statorique, ce qui fait apparaître une dissymétrie dans l'amplitude des valeurs prises par la force unitaire f . On s'attend à ce qu'une réponse en force à ce point dissymétrique soit associée à une densité de probabilité de la force elle aussi très dissymétrique.

On peut extraire de la visualisation précédente un schéma de la réponse en force supposée à l'origine du frottement de la mousse (figure 3.12 (a)). Dans le cas de ce profil de force, on montre en figure 3.12 (b) l'allure de la densité de probabilité associée. Plus la phase d'accrochage est courte par rapport à la phase de non-interaction (petites valeurs de c), plus la densité de probabilité associée est dissymétrique avec une amplification des valeurs à force nulle.

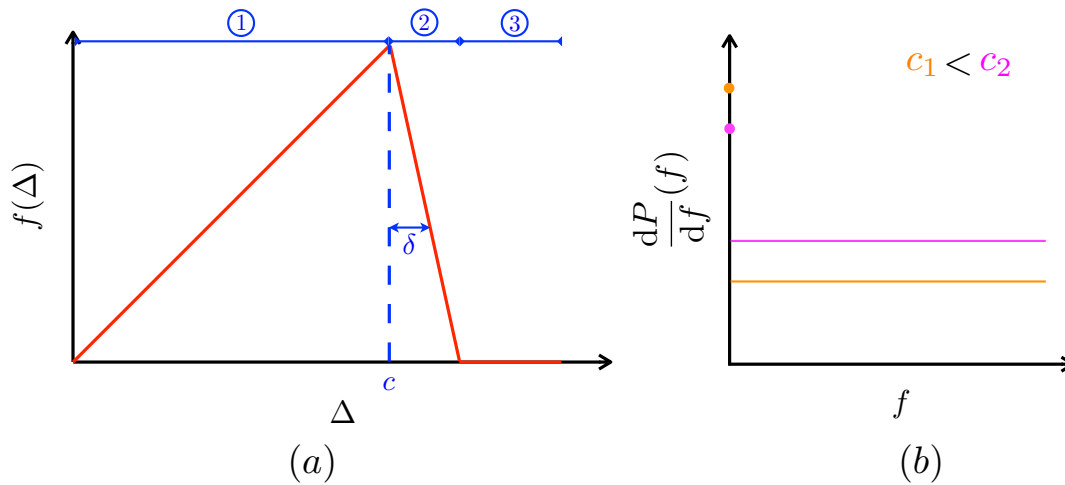


FIGURE 3.12 – (a) Schéma de la réponse en force $f(\Delta)$ associée à un événement d'accrochage/décrochage projetée sur l'axe du déplacement. Δ est une variable spatiale représentant l'écart relatif entre les deux éléments en interaction, $\Delta = 0$ correspondant au début de l'interaction. La phase (1) correspond à l'accrochage (longueur caractéristique c). La phase (2) correspond au décrochage (longueur caractéristique δ). Les échelles apparaissent très séparées : $\delta \ll c$. La phase (3) correspond à une phase de non-interaction en attendant qu'un nouvel événement d'accrochage/décrochage se produise. Cela caractérise l'intermittence dans le frottement. (b) Densité de probabilité associée au profil de force en (a) pour deux valeurs de la longueur caractéristique c (δ fixe).

Ce profil est bien sûr simpliste mais on s'attend à retrouver la même dissymétrie de la densité de probabilité pour un profil de force plus réaliste. Aussi, on est intuitivement un peu surpris d'obtenir expérimentalement une distribution de fluctuations de force qui soit gaussienne (figure 3.7) à partir d'événements élémentaires dont la densité de probabilité est manifestement très dissymétrique. Nous allons voir que le théorème de Berry-Esseen, que nous détaillons au paragraphe 3.3.2, confirme que la convergence vers une distribution gaussienne pour les fluctuations de force doit se faire d'autant plus difficilement que la densité de probabilité de la force élémentaire est dissymétrique. Pour clarifier ce point, nous présenterons des simulations qui permettront de préciser les conditions de convergence vers une loi gaussienne (paragraphe 3.3.2) et les liens entre la forme de la distribution de la force et de sa dérivée (paragraphe 3.3.3).

3.3.2 Effet d'une densité de probabilité dissymétrique de la force élémentaire sur la distribution statistique des fluctuations de force de frottement

Dans le cadre de simulations, nous allons discuter du lien entre la densité de probabilité de la force élémentaire et la distribution des fluctuations de force. Pour cela, nous proposons un modèle de force d'interaction qui va nous permettre de faire varier la densité de probabilité. Le modèle correspondant à la figure 3.12 est de ce point de vue très limité (densité de probabilité constante excepté en 0) d'où la nécessité d'introduire un modèle plus riche tout en restant bien sûr plausible compte tenu des observations optiques.

Influence de la dissymétrie sur la convergence vers la loi normale

Reprenons le modèle du paragraphe 3.2.2. Nous avons décrit le frottement comme piloté par N événements dissipatifs d'accrochage/décrochage caractérisés par les forces unitaires $\{f_1, \dots, f_i, \dots, f_N\}$ qui constituent des variables aléatoires indépendantes, identiquement distribuées, admettant la même espérance $\langle f \rangle$ et le même écart-type σ_u . Cela nous a permis d'écrire, avec le théorème central limite, que la

variable aléatoire $\frac{\Gamma}{\rho_1}(t) = \sum_{i=0}^N f_i(t)$ (3.3) est distribuée suivant la loi normale :

$$\mathcal{N}(Nf, \sqrt{N}\sigma_u).$$

En plus de cela, on peut caractériser ces variables aléatoires par un troisième indicateur de dispersion, leur moment centré réduit d'ordre 3 [102] :

$$\gamma_1 = \mathbb{E} \left[\left(\frac{f_i - \langle f \rangle}{\sigma_u} \right)^3 \right] \quad (3.12)$$

où $\mathbb{E}$ est l'espérance mathématique. Ce dernier, autrement appelé coefficient d'asymétrie (*skewness* en anglais), mesure l'asymétrie de la densité de probabilité associée à une variable aléatoire. La question est de savoir dans quelle mesure l'asymétrie de la densité de probabilité de la force élémentaire induit une asymétrie dans l'histogramme des fluctuations de la force macroscopique (mesurée par γ_1). Un élément que ne précise pas le théorème central limite est de savoir à quelle vitesse a lieu la convergence vers la loi normale. Le théorème de Berry-Esseen [102] [104] fournit une réponse à cette question en indiquant que la convergence vers une distribution gaussienne doit se faire d'autant plus difficilement que la densité de probabilité de la force élémentaire est dissymétrique : l'écart au caractère gaussien est proportionnel à γ_1 et évolue comme $O_{N \rightarrow +\infty} \left(\frac{1}{\sqrt{N}} \right)^3$.

3. Plus précisément, considérons la variable aléatoire (3.3), centrée et réduite de sorte à normaliser son espérance et son écart-type respectivement à 0 et 1. On pose F_N sa fonction de répartition, soit

Ainsi, étant donné les observations du paragraphe 3.3.1 montrant une dissymétrie très marquée pour un événement d'accrochage/décrochage, on se serait attendu à observer un écart au caractère gaussien dans la distribution statistique des fluctuations de la force de frottement.

Conséquences sur la distribution statistique des fluctuations de la force de frottement

Pour comprendre les conséquences de la dissymétrie de l'événement élémentaire d'accrochage/décrochage sur la distribution statistique des fluctuations de la force de frottement, nous allons proposer une modélisation simple, mais plausible compte tenu des observations optiques, du profil de force associé à l'interaction d'accrochage/décrochage. On impose un comportement linéaire à l'origine et une tangente horizontale avant la phase de décrochage, pour rendre compte d'une saturation de la force. Sur un support normalisé $X \in [0, 1]$ pour le domaine d'interaction, une loi d'accrochage/décrochage normalisée satisfaisant ces contraintes est :

$$\tilde{f}(X) = 1 - (1 - X)^q \quad (3.13)$$

avec $q > 1$.

Avec cette normalisation, tout se passe comme si la force associée à un événement d'accrochage/décrochage était déterminée par l'image d'un point, tiré au hasard selon une loi uniforme entre 0 et 1, par une fonction équivalente à la loi d'interaction. Pour représenter également les situations de non-interaction et rendre ainsi compte de l'intermittence dans le frottement, on se donne la probabilité d'une absence interaction $(1 - P_0)$ et on normalise le support de la loi d'interaction à P_0 . De plus, pour que la transition entre les phases d'accrochage et de décrochage soit réaliste et ne présente pas de discontinuité pour la dérivée, on régularise le profil de la force par une gaussienne au voisinage de P_0 , d'écart-type δP . Au final, on a :

$$\tilde{f}(X) = \begin{cases} 1 - \left(1 - \frac{X}{P_0}\right)^q, & \text{pour } 0 \leq X \leq P_0 \\ \exp\left(-\frac{(X - P_0)^2}{2\delta P^2}\right), & \text{pour } P_0 \leq X \leq 1 \end{cases} \quad (3.14)$$

dont le profil est représenté en figure 3.13 (a) pour $P_0 = 0.5$ et $P_0 = 0.9$ ($q = 3$). L'exposant q règle la taille du plateau de saturation de la force avant le décrochage : plus q est grand, plus ce plateau est amplifié, comme on peut le voir sur la figure 3.13 (b).

$F_N(x) = \mathbb{P}\left(\frac{\langle \Gamma \rangle - N\langle f \rangle}{\sigma_u \sqrt{N}} \leq x\right)$, ainsi que Ψ la fonction de répartition de la loi normale centrée réduite.

Le théorème de Berry-Esseen énonce que

$$\sup_{x \in \mathbb{R}} |F_n(x) - \Psi(x)| \leq C \frac{\gamma_1}{\sqrt{N}}$$

où C est une constante universelle constamment réévaluée. La dernière valeur connue est 0.4785 (en 2010).

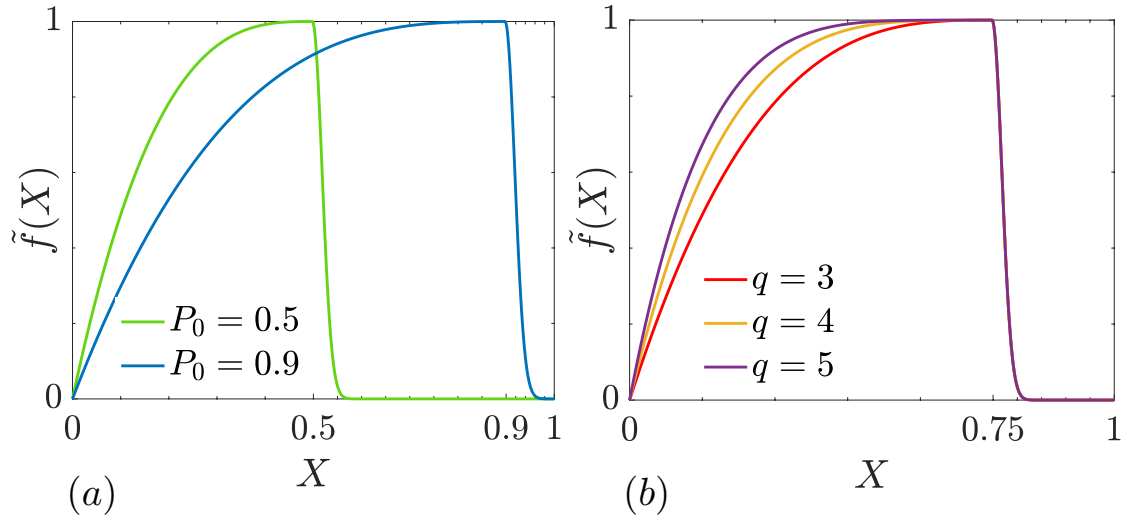


FIGURE 3.13 – Profil de la force d'interaction associée à un événement d'accrochage/décrochage $\tilde{f}(X)$ pour (a) différentes valeurs de P_0 avec $q = 3$ et (b) différentes valeurs de q avec $P_0 = 0.75$ ($\delta P = 0.02$).

On peut calculer la densité de probabilité $\frac{dP}{d\tilde{f}}$ associée à la force unitaire $\tilde{f}$ en fonction des paramètres P_0 et q . On la représente dans le cas $q = 3$ en figure 3.14 pour $P_0 = 0.5$ et $P_0 = 0.9$.

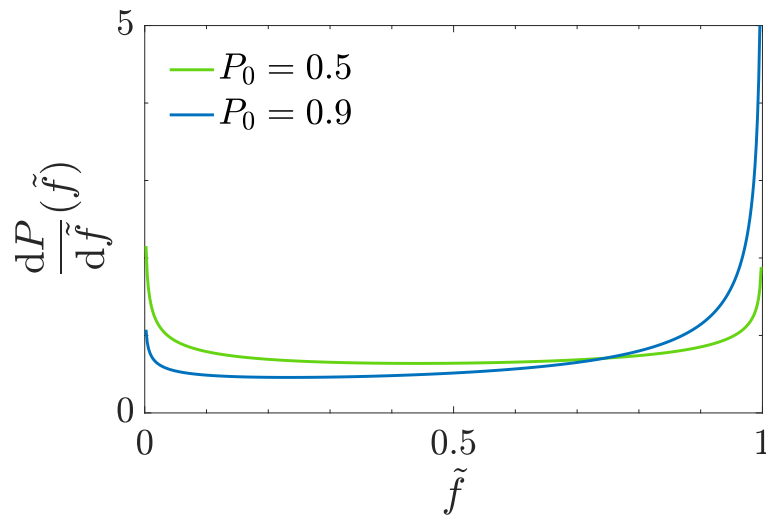


FIGURE 3.14 – Densité de probabilité de la force élémentaire $\tilde{f}$ pour différentes valeurs de P_0 avec $q = 3$.

Un état de force macroscopique, à un instant donné, est alors décrit comme la somme des contributions de N événements d'accrochage/décrochage dont l'état de force microscopique est tiré au hasard, ces événements étant supposés indépendants les uns des autres. Pour simuler la distribution statistique de la force totale mesurée à l'échelle macroscopique, on effectue M réalisations de la somme précédente. Les résultats sont présentés en figure 3.15 pour un nombre faible d'événements dans le contact ($N = 25$). On observe une dissymétrie de l'histogramme qui dépend de la valeur de P_0 . Lorsque la zone de non-interaction prévaut (petites valeurs de P_0 , figure 3.13 (a) courbe verte), l'asymétrie est droite (figure 3.15a) et lorsque c'est la zone d'interaction qui prévaut (grandes valeurs de P_0 , figure 3.13 (a) courbe bleue), l'asymétrie est gauche (figure 3.15b).

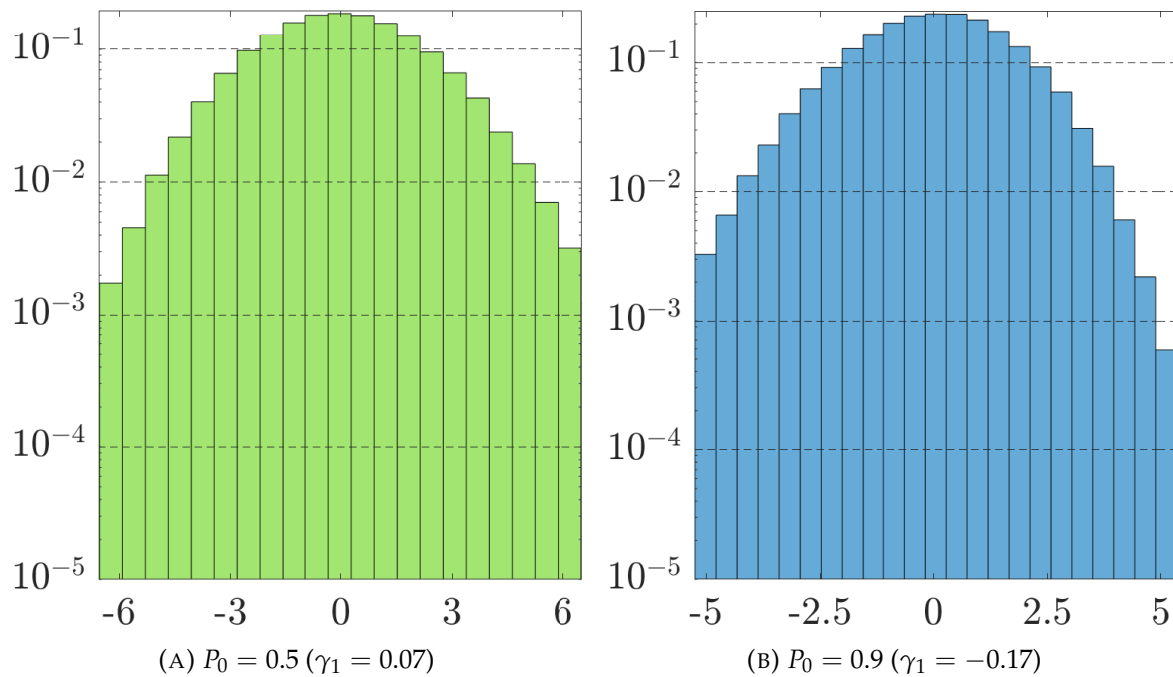


FIGURE 3.15 – Distribution statistique centrée des fluctuations de la force de frottement. On observe une asymétrie des histogrammes qui dépend de la valeur de P_0 : pour $P_0 = 0.5$ (3.15a), asymétrie droite ($\gamma_1 = 0.07$); pour $P_0 = 0.9$ (3.15b), asymétrie gauche ($\gamma_1 = -0.17$).
 $M = 10^5$ réalisations, $N = 25$ et $q = 3$.

En fait, par rapport à une loi de force symétrique qui conduirait à un histogramme des fluctuations de la force de frottement symétrique, la dissymétrie de l'événement élémentaire d'accrochage/décrochage fait apparaître deux sur-densités d'états de force microscopique (figure 3.14). La première à force nulle (zone de non-interaction) renforce le poids des petites forces à l'échelle macroscopique; la seconde (zone de saturation), celui des grandes forces. C'est le poids relatif de ces deux sur-densités, réglé par P_0 , qui fixe l'asymétrie de l'histogramme. Si le plateau de saturation l'emporte (grandes valeurs de P_0), la force élémentaire a une plus grande probabilité d'être tirée parmi les valeurs élevées (figure 3.14, courbe bleue) et la moyenne macroscopique est déplacée vers les grandes forces. Il y a donc peu de valeurs supérieures accessibles (à droite de la moyenne) tandis que toute une gamme de valeurs

inférieures existe (à gauche de la moyenne). L'histogramme est donc rendu asymétrique par diminution relative de l'étendue des valeurs supérieures, d'où une asymétrie gauche (figure 3.15b). Quand la zone de non interaction l'emporte (faibles valeurs de P_0 , figure 3.14 courbe verte), l'asymétrie est inversée (figure 3.15a). A noter que l'écart-type δP ($\ll P_0$) de la régularisation gaussienne ne joue ici aucun rôle.

Si on établit les mêmes distributions pour un grand nombre d'événements dans le contact ($N = 250$ puis $N = 5000$, figure 3.16), les résultats sont différents. En particulier, on observe que l'asymétrie disparaît avec l'augmentation du nombre N d'événements d'accrochage/décrochage pris en compte dans le frottement. Pour un nombre d'événements de l'ordre de grandeur de celui mesuré expérimentalement $N = \alpha A \simeq 5 \cdot 10^3$ (voir paragraphe 3.2.3), l'asymétrie a ainsi complètement disparu. Pour de telles valeurs de N , la convergence vers la loi normale est suffisamment rapide pour qu'on n'observe plus de dissymétrie dans la distribution des fluctuations du signal de force de frottement de la figure 3.7. Ainsi, le système a beau être mésoscopique, N semble quand même trop grand pour avoir accès, dans les mesures de frottement à l'échelle macroscopique, à des effets subtils caractéristiques de la dissymétrie du profil de l'interaction d'accrochage/décrochage.

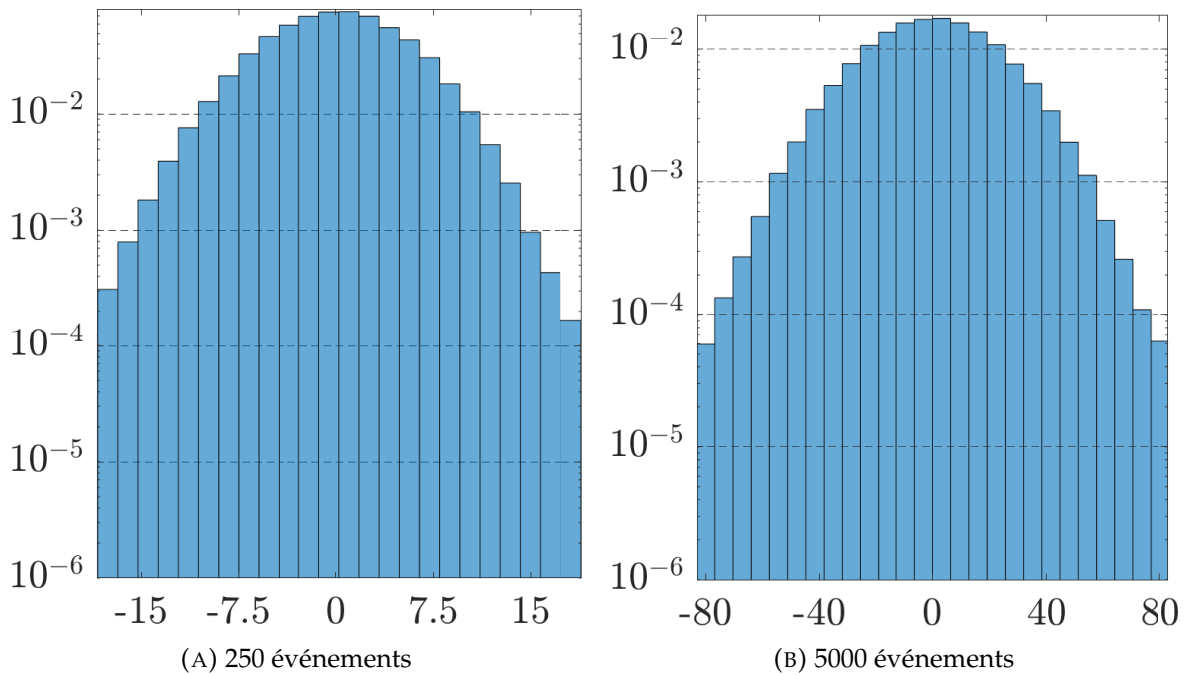


FIGURE 3.16 – Diminution de l'asymétrie de l'histogramme de la distribution centrée des fluctuations de la force de frottement avec le nombre d'événements d'accrochage/décrochage N : pour $N = 250$ (figure 3.16a), $\gamma_1 = -0.06$; pour $N = 5000$ (figure 3.16b), $\gamma_1 = -0.017$
 $M = 10^5$ réalisations, $P_0 = 0.9$ et $q = 3$.

Pour étudier de façon plus quantitative le raccord à la loi normale, on trace en figure 3.17 l'évolution du coefficient d'asymétrie γ_1 en fonction du nombre d'événements dans le contact, et ceci pour différentes valeurs de P_0 et q . Chaque valeur de γ_1 est moyennée sur plusieurs histogrammes simulés comptant chacun $M = 10^5$ réalisations. On observe dans tous les cas qu'au-delà de 1000 événements environ, l'asymétrie devient négligeable et on peut bien la considérer perdue pour $N = 5000$

événements, le nombre d'événements mis en jeu dans nos contacts.

Ces courbes nous permettent aussi de quantifier l'effet de l'exposant q sur l'asymétrie de l'histogramme des fluctuations de force. Quelle que soit la valeur de P_0 , quand on augmente q (élargissement du plateau de saturation), l'histogramme des fluctuations s'élargit à gauche et s'amincit à droite. Ainsi, quand l'asymétrie est gauche, elle est renforcée aux grands q , et c'est le contraire pour l'asymétrie droite.

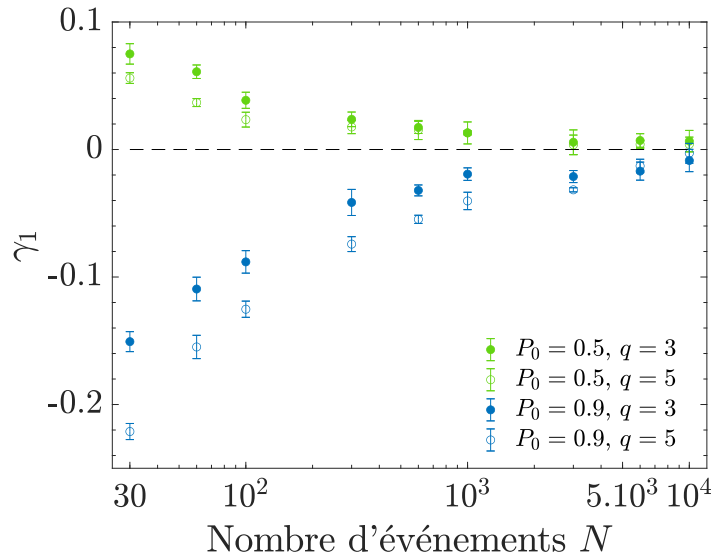


FIGURE 3.17 – Evolution du coefficient d'asymétrie γ_1 en fonction du nombre N d'événements mis en jeu dans le contact pour différentes valeurs de P_0 (vert : $P_0 = 0.5$, bleu : $P_0 = 0.9$) et de q (symboles pleins : $q = 3$, symboles creux : $q = 5$). $M = 10^5$ réalisations.

Est-ce que pour autant on n'a aucune chance de voir une trace à l'échelle macroscopique de cette dissymétrie microscopique ? Nous allons voir que si, à condition de nous intéresser non pas à la distribution des fluctuations de la force de frottement mais à celle de leur dérivée en temps/espace (c'est la même chose puisqu'on est à vitesse constante).

3.3.3 Mise en évidence de la dissymétrie dans les fluctuations de la dérivée du signal de force de frottement

Nous avons vu que l'asymétrie de la distribution statistique des fluctuations de la force de frottement vient de la dissymétrie de l'événement élémentaire d'accrochage/décrochage. Plus précisément, de la différence très marquée entre les niveaux de force associés aux phases d'accrochage et de non-interaction (phases 1 et 3 de la figure 3.12). Il s'est avéré que cette dissymétrie n'est pas assez marquée pour résister au passage à la limite gaussienne. Il existe cependant une autre dissymétrie qui n'est pas mise en valeur : celle qui résulte de la différence de longueurs caractéristiques très marquée entre les phases d'accrochage et de décrochage, caractérisées respectivement par les longueurs c et δ avec $\delta \ll c$ (figure 3.12). Pour faire ressortir cette dissymétrie, il faut faire intervenir les longueurs caractéristiques. On peut penser pour cela à étudier la dérivée des fluctuations de la force de frottement $\frac{df}{d\Delta}$.

On trace la dérivée spatiale de la force d'interaction normalisée $\tilde{f}(X)$ sur la figure 3.18. On voit que la phase d'accrochage va correspondre à des pentes très douces (échelle caractéristique $\frac{1}{c}$, soit $\frac{1}{P_0}$ en normalisé), proches en valeur absolue de la pente nulle caractéristique de la zone de non-interaction, tandis que la phase de décrochage va correspondre à des pentes très élevées (échelle caractéristique en $\frac{1}{\delta}$, soit $\frac{1}{\delta P}$ en normalisé). Le paramètre clé qui va régler cette dissymétrie est bien évidemment δ , soit δP en normalisé. Plus δ est grand, plus les phases d'accrochage et de non-interaction sont séparées en ordre de grandeur de la phase de décrochage, et plus cette dernière est valorisée, comme on le voit sur la figure 3.19.

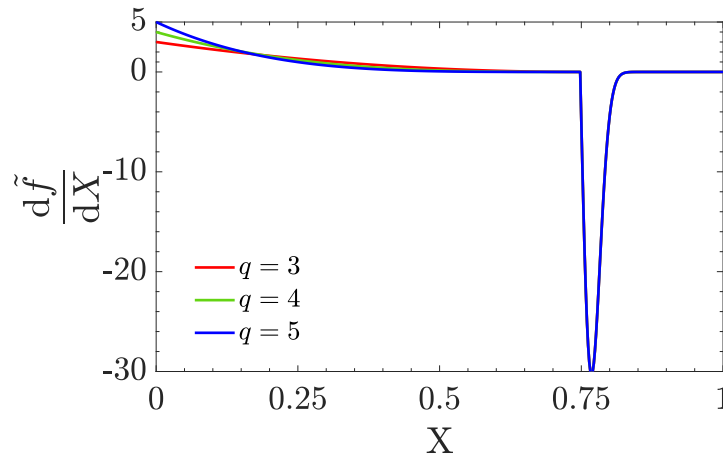


FIGURE 3.18 – Profil de la dérivée de la force d'interaction associée à un événement d'accrochage/décrochage $\frac{d\tilde{f}}{dX}$ pour différentes valeurs de l'exposant q .
 $P_0 = 0.75$ et $\delta P = 0.02$.

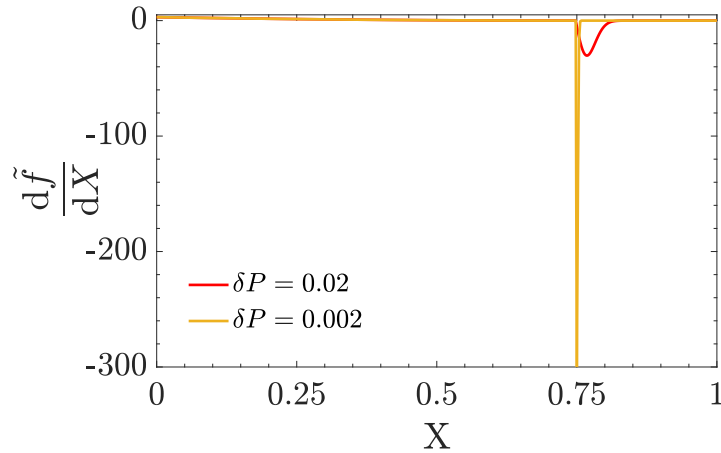


FIGURE 3.19 – Profil de la dérivée de la force d'interaction associée à un événement d'accrochage/décrochage $\frac{d\tilde{f}}{dX}$ pour deux valeurs de δP . $P_0 = 0.75, q = 3$.

Reprenons les données du paragraphe 3.2.1 qui nous ont permis d'étudier la distribution statistique des fluctuations de la force de frottement et étudions la dérivée de ces fluctuations. On trace l'histogramme des fluctuations du signal de force de frottement dérivé et filtré des grandes longueurs d'onde, de la même façon qu'on filtre le signal de force de frottement comme précisé au chapitre 2 §2.2.3. On obtient ainsi l'histogramme centré des fluctuations de la dérivée de la force de frottement (figure 3.20).

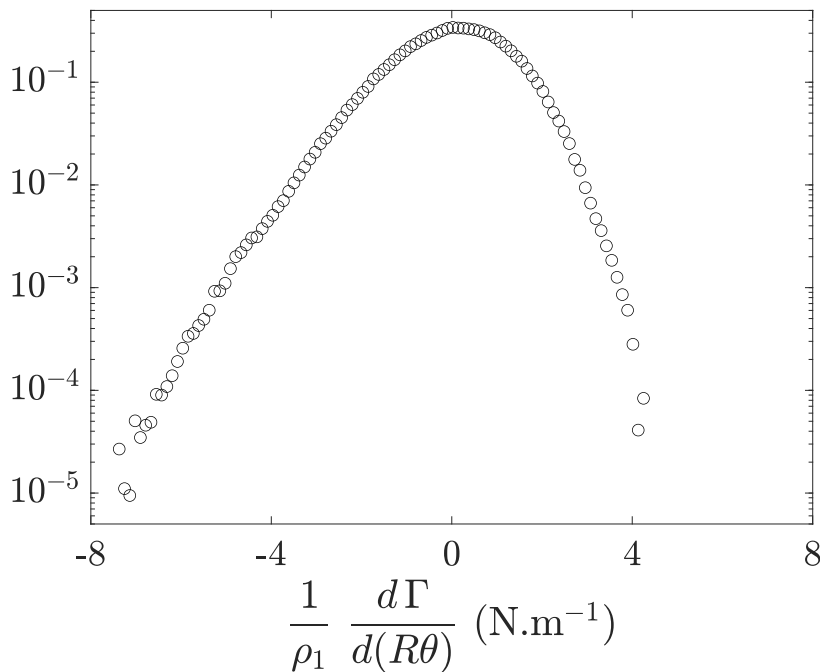


FIGURE 3.20 – Distribution statistique des fluctuations de la dérivée spatiale de la force de frottement en régime stationnaire, normalisée comme une densité de probabilité. On mesure $\gamma_1 = -0.41$.

On observe une asymétrie gauche de l'histogramme très prononcée, caractérisée par un coefficient d'asymétrie (*skewness*) (équation (3.12)) très grand : $\gamma_1 = -0.41$. Comment interpréter cette asymétrie ?

Pour cela, simulons la distribution statistique des fluctuations de la dérivée de la force de frottement. La distribution statistique du signal dérivé en espace est obtenue en tirant au hasard l'état de dérivée de force microscopique pour chaque événement d'accrochage/décrochage et en en faisant la somme pour obtenir l'état de dérivée de force macroscopique. En prenant $N = 5000$ événements d'accrochage/décrochage dans le contact et pour deux valeurs extrêmes de P_0 , on fait varier la valeur de δP d'un ordre de grandeur et on obtient les histogrammes des figures 3.21 et 3.22.

On observe que, quelle que soit la valeur de P_0 , autrement dit que l'interaction prédomine ou non sur la non-interaction, la distribution statistique des fluctuations de la dérivée de la force présente toujours une asymétrie gauche, comme observé dans l'histogramme expérimental de la figure 3.20. Cette asymétrie est d'autant plus marquée que δP est petit⁴. Comment peut-on comprendre l'origine de cette asymétrie ? On peut faire le même raisonnement que pour l'histogramme de la force. Il va encore y avoir deux sur-densités d'état : l'une associée aux phases d'accrochage et de non-interaction, correspondant à des valeurs de dérivée faibles, et l'autre associée à la phase de décrochage qui va correspondre à des dérivées très grandes. Etant donné que la probabilité de tirer l'état microscopique d'un événement d'accrochage/décrochage dans la phase de décrochage est $\delta P \ll 1$, cela renforce le poids des phases d'accrochage et de non-interaction et la moyenne macroscopique est déplacée vers les valeurs de dérivées positives. On se retrouve avec une surpopulation gauche importante constituée des amplitudes que peuvent prendre les dérivées dans la phase de décrochage, qui peuvent être très négatives. L'histogramme présente donc une très grande queue à gauche comme on peut l'observer sur la figure 3.20. Il est difficile de caractériser quantitativement la dissymétrie à l'échelle microscopique à partir de l'asymétrie mesurée expérimentalement à l'échelle macroscopique mais le caractère très marqué de cette asymétrie nous permet de confirmer qualitativement que la phase de décrochage dans notre système se fait bien sur une échelle de longueur très séparée de celle associée aux phases d'accrochage et de non-interaction. D'ailleurs, pour rendre compte d'un coefficient $\gamma_1 = -0.41$ comme on le mesure expérimentalement, il faut prendre $\delta P \simeq 7 \cdot 10^{-4}$ (indépendamment de P_0 et q).

Au final, dans le signal de dérivée de la force de frottement, on retrouve la marque de la dissymétrie d'un événement d'accrochage/décrochage élémentaire. On est capable encore une fois de remonter à des caractéristiques microscopiques du frottement en faisant des mesures à l'échelle macroscopique.

4. Le paramètre q n'a ici aucun effet.

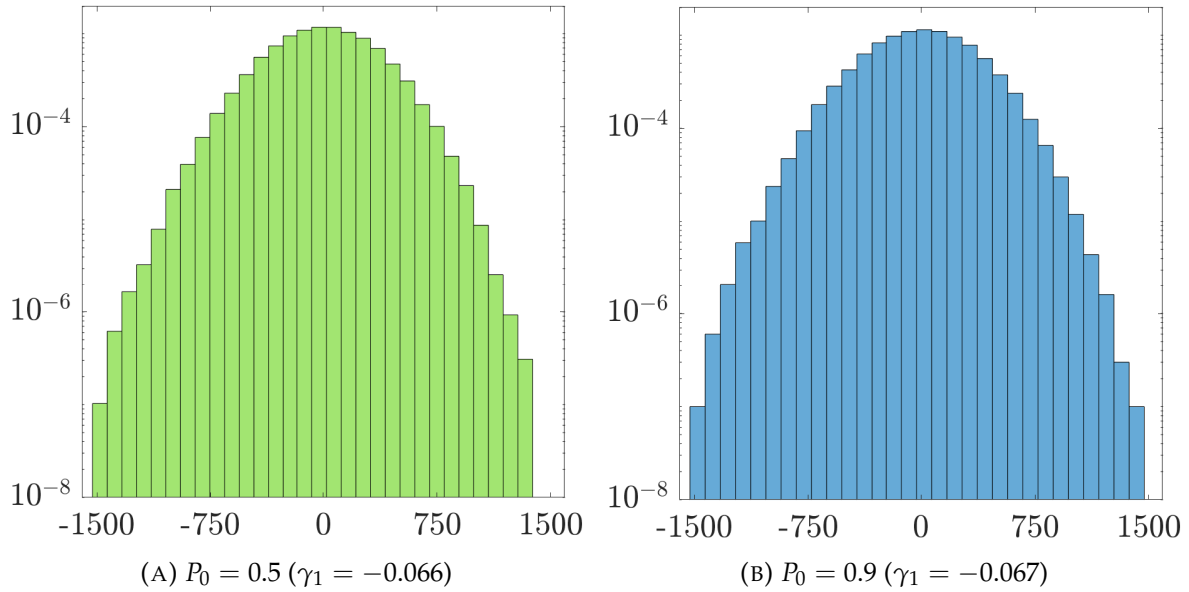


FIGURE 3.21 – Distribution statistique centrée de la dérivée des fluctuations de la force de frottement pour différentes valeurs de P_0 . On observe une légère asymétrie gauche des histogrammes quelle que soit la valeur de P_0 .

$\delta P = 0.02$, $M = 10^5$ réalisations, $N = 5000$ et $q = 3$

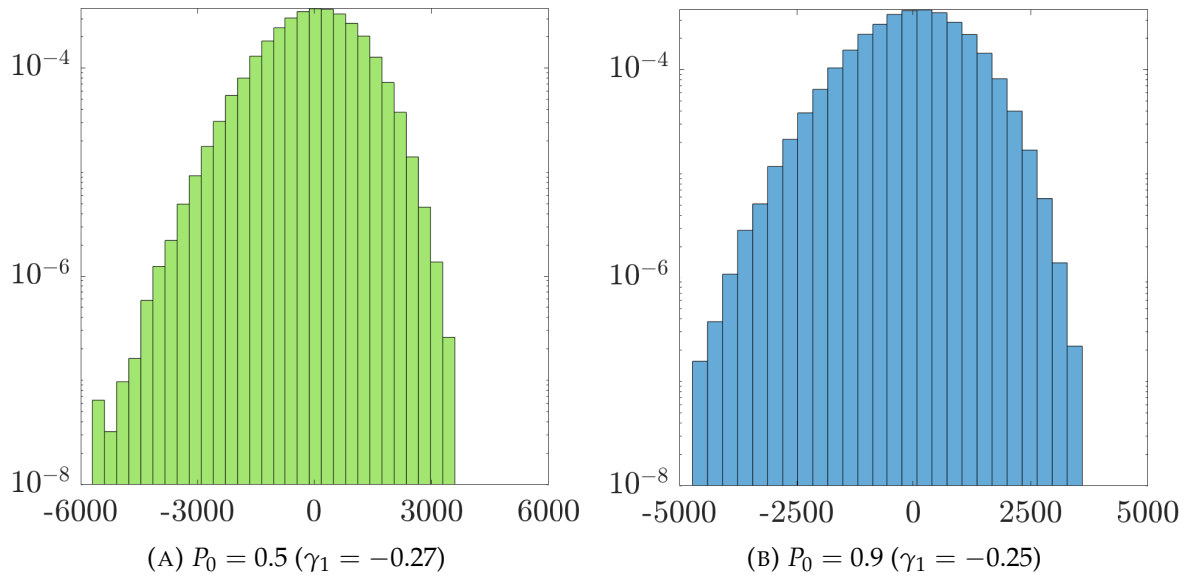


FIGURE 3.22 – Distribution statistique centrée de la dérivée des fluctuations de la force de frottement pour différentes valeurs de P_0 . Par rapport à la figure 3.21, on a pris δP dix fois plus petit. On observe une franche asymétrie gauche des histogrammes quelle que soit la valeur de P_0 .

$\delta P = 0.002$, $M = 10^5$ réalisations, $N = 5000$ et $q = 3$

3.4 Lien entre les mécanismes microscopiques d'accrochage/décrochage et les propriétés spectrales des fluctuations de la force de frottement

Nous allons maintenant caractériser spectralement les fluctuations de la force de frottement. Nous verrons alors quelles informations supplémentaires cela nous apporte sur les mécanismes microscopiques d'accrochage/décrochage, notamment par comparaison avec la densité spectrale de puissance des fluctuations obtenue par une simulation qui prend en compte l'ensemble des paramètres microscopiques du frottement mis à jour expérimentalement jusque-là.

3.4.1 Composition spectrale des fluctuations de la force de frottement

Un deuxième outil pour caractériser les fluctuations de la force de frottement est l'étude de leur densité spectrale de puissance. La densité spectrale de puissance d'un signal représente la puissance de ce signal par intervalle de fréquence. Pour un signal F aléatoire, stationnaire et de puissance finie, elle s'exprime naturellement grâce à la transformée de Fourier du signal :

— en temporel

$$\Phi(\omega) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2\pi T} \left\langle \left| \int_0^T F(t) e^{-i\omega t} dt \right|^2 \right\rangle \quad (3.15)$$

— en spatial

$$\Phi(q) = \lim_{D \rightarrow \infty} \frac{1}{2\pi D} \left\langle \left| \int_0^D F(s) e^{-iqs} ds \right|^2 \right\rangle \quad (3.16)$$

où ω représente la pulsation temporelle, q le vecteur d'onde, T et D respectivement le temps et la longueur sur laquelle le signal est étudié, et $\langle \cdot \rangle$ une moyenne statistique sur plusieurs réalisations. Dans notre cas, $F = \frac{\Gamma}{\rho_1}$.

Pour obtenir expérimentalement la densité spectrale de puissance des fluctuations de la force de frottement, on effectue 10 expériences de frottement anneau/disque (géométrie : $R = 55 \text{ mm}$, $\Delta R = 8 \text{ mm}$; enfonceement : $\Delta z = 1 \text{ mm}$), ce qui nous permet de réaliser une statistique. Pour éviter les effets de vieillissement de la surface de contact mis en évidence au chapitre 2, on rappelle que chaque réalisation de contact correspond à un couple d'échantillons différents. De plus, afin de discerner ce qui relève de caractéristiques spatiales ou bien temporelles à l'intérieur de la densité spectrale de puissance, on fait une étude sur une décade et demi en vitesse de rotation ($\Omega_z = 0.5, 1.5, 5, 15^\circ \text{ s}^{-1}$). Les signaux sont acquis en régime stationnaire sur la même distance moyenne $D = 2\pi R \simeq 346 \text{ mm}$, qui correspond à une rotation de 360° du disque. La fréquence d'acquisition temporelle est fixée à $F_T = 20 \text{ kHz}$. Le temps sur lequel le signal est étudié ainsi que la fréquence d'acquisition spatiale sont en $\frac{1}{\Omega_z}$. Les résultats obtenus sur les densités spectrales de puissance sont présentés en figures 3.23 et 3.24, en fonction de la fréquence spatiale, et 3.25 en fonction de la fréquence temporelle.

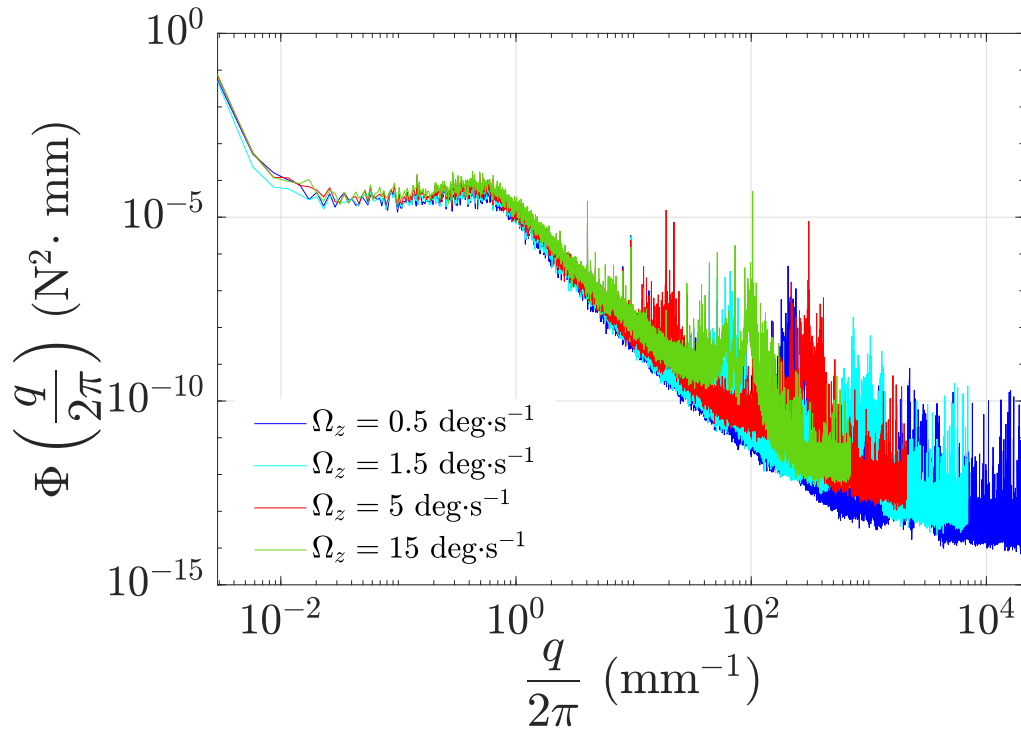


FIGURE 3.23 – Densité spectrale de puissance spatiale du signal de force de frottement en régime stationnaire, non filtré, pour différentes vitesses de rotation Ω_z . Fréquence d'acquisition 20 kHz.

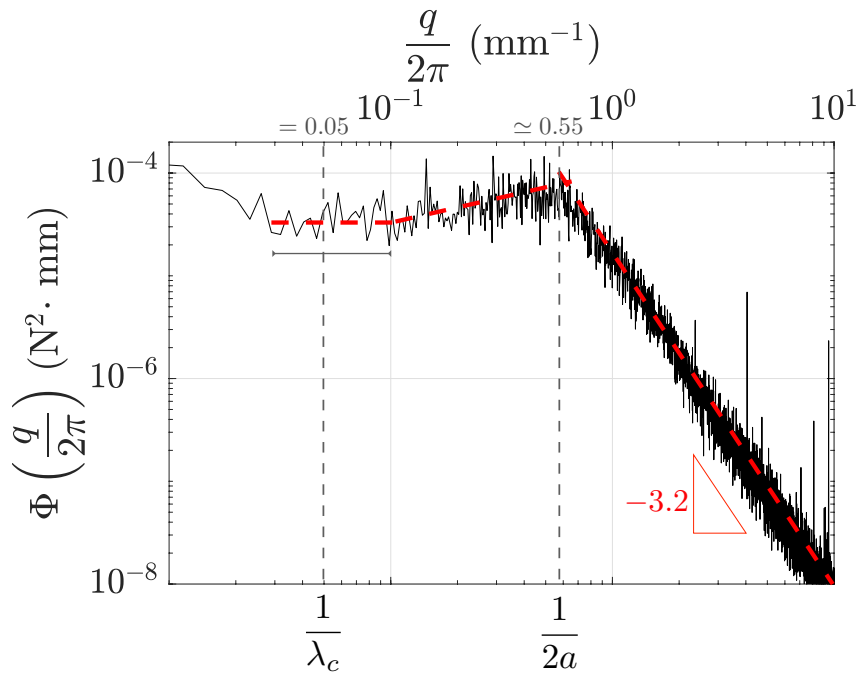


FIGURE 3.24 – Détail de la densité spectrale de puissance du signal de force de frottement en fonction du vecteur d'onde (échelle supérieure) pour $\Omega_z = 5 \text{ s}^{-1}$. $a \simeq 0.9 \text{ mm}$ comme défini dans la figure 3.5. Les longueurs supérieures à $\lambda_c = 20 \text{ mm}$ ⁵ sont filtrées comme détaillé au chapitre 2 §2.2.3.

On observe qu'en fréquences spatiales, les densités spectrales de puissance présentent des caractéristiques communes remarquables. Dans la bande de fréquences $\frac{q}{2\pi} \leq 10 \text{ mm}^{-1}$ (figure 3.23), elles sont superposées quelle que soit la vitesse de rotation Ω_z . Plus précisément (figure 3.24), on observe un quasi-plateau aux faibles vecteurs d'onde (repéré par un trait horizontal), avec une faible augmentation de la densité de puissance jusqu'à un maximum pour un vecteur d'onde $\frac{q}{2\pi} \simeq 0.55 \text{ mm}^{-1}$. Au-delà, on trouve un régime de décroissance rapide en loi de puissance (exposant -3.2). Ces propriétés étant indépendantes de la vitesse de rotation, elles sont nécessairement d'origine spatiale et doivent être liées à des échelles de longueurs caractéristiques du frottement. On remarque à ce propos que la fréquence à laquelle le maximum local de densité spectrale est atteint n'est autre que $\frac{1}{2a}$, où a a été défini au paragraphe 3.1.3 comme étant la longueur de corrélation des fluctuations de la force de frottement ($a \simeq 0.9 \text{ mm}$) (figure 3.5). Le fait qu'on retrouve l'échelle de longueur a n'est pas surprenant. En effet, le théorème de Wiener-Khintchine définit la densité spectrale de puissance Φ du signal F comme la transformée de Fourier de sa fonction d'autocorrélation C_{FF} :

$$\Phi(q) = \int_{-\infty}^{\infty} C_{FF}(u) e^{-iqu} du \quad (3.17)$$

avec C_{FF} définie comme :

$$C_{FF}(u) = \lim_{D \rightarrow \infty} \frac{1}{D} \left\langle \int_0^D F(s) F(s+u) du \right\rangle \quad (3.18)$$

où $C_{FF}(u)$ est le coefficient de corrélation à la position u . Ce pic est donc associé à la distance moyenne caractéristique qui sépare deux événements élémentaires. Cette distance est donc caractéristique de l'intermittence dans le frottement.

5. L'étude de la densité spectrale de puissance est une occasion pour vérifier le bon choix de la fréquence de coupure. Nous avons choisi une longueur de coupure λ_c correspondant à une vingtaine de cellules, soit pour la géométrie étudiée ici $\frac{1}{\lambda_c} = 0.05 \text{ mm}^{-1}$. Cette fréquence permet bien de nous débarrasser des oscillations grande longueur d'onde (aux petits q) associées aux défauts géométriques des surfaces. De plus, elle correspond au milieu d'une zone où la puissance est uniformément répartie, ce qui fait que λ_c un peu plus grand ou un peu plus petit n'a pas d'incidence critique sur la puissance du signal.

Au-delà de 10 mm^{-1} , les densités spectrales de puissance diffèrent par une série de pics atteints pour des vecteurs d'onde différents. On observe dans la figure 3.25 que les fréquences temporelles associées à ces pics sont indépendantes de la vitesse Ω_z . On a un premier pic autour de 10^2 Hz et un second autour de 10^3 Hz . On en conclut que le mécanisme qui produit ces pics est d'origine temporelle. Pour éviter les artefacts instrumentaux et identifier ce qui relève vraiment de la physique du frottement, on fait une expérience en l'absence de frottement dans laquelle on enregistre le bruit du capteur de couple. Les conditions expérimentales sont les mêmes que précédemment, notamment la platine de rotation tourne à $\Omega_z = 0.5 \text{ }^\circ \text{ s}^{-1}$, mais sans contact des surfaces de mousse. Le résultat est présenté en figure 3.26. On trouve une densité spectrale de puissance de bruit qui chute en $\frac{1}{\nu^2}$, ν étant la fréquence, et un pic à 10^2 Hz . Ces deux éléments sont caractéristiques d'un bruit d'origine électronique (bruit en $\frac{1}{\nu}$) et 50 Hz redressé [105] [106]. Ce pic n'est donc pas lié au frottement de la mousse. En revanche, le massif autour de 10^3 Hz n'existe pas dans le bruit et il est possible qu'il résulte du frottement. Le cas échéant, quelle pourrait-être l'origine de ce pic ?

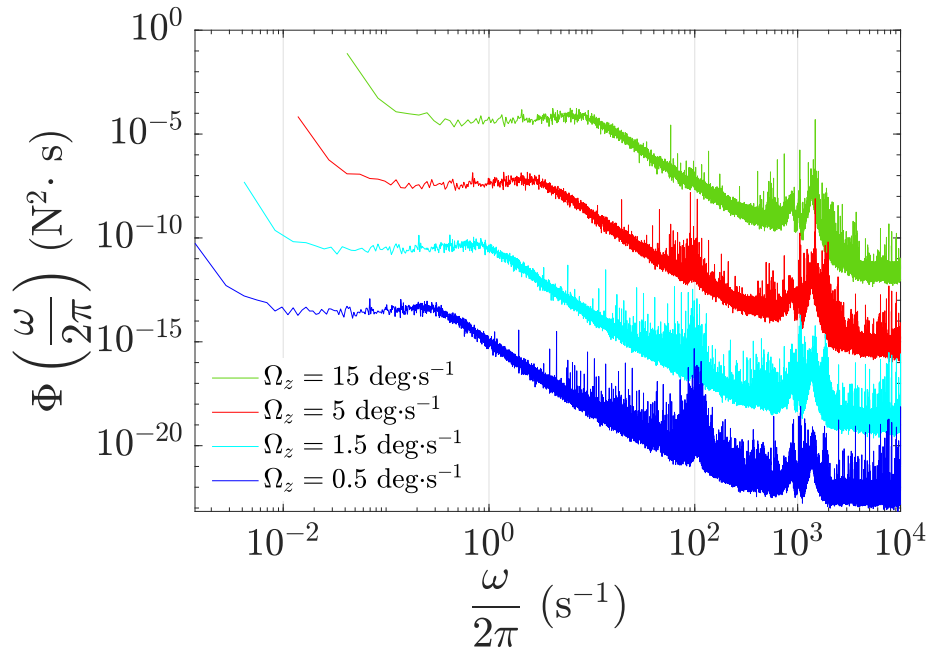


FIGURE 3.25 – Densité spectrale de puissance temporelle du signal de force de frottement en régime stationnaire, non filtré, pour différentes vitesses de rotation Ω_z . Pour plus de lisibilité, les courbes ont été translatées verticalement d'un facteur 10^{-3} .

Fréquence d'acquisition 20 kHz

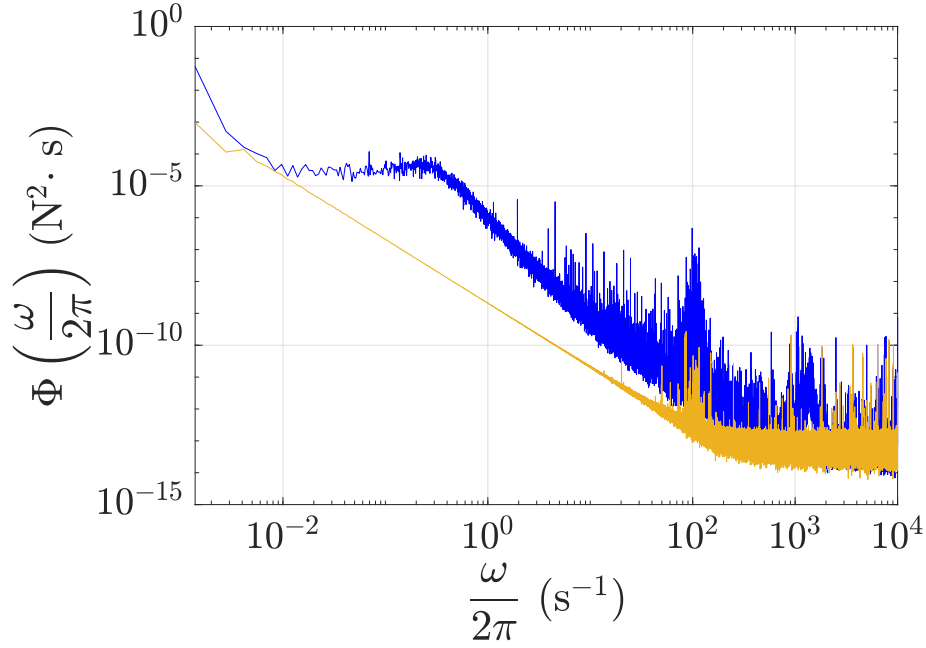


FIGURE 3.26 – Densité spectrale de puissance temporelle du signal de force de frottement à $\Omega_z = 0.5^\circ \text{s}^{-1}$ (bleu) comparée à celle du bruit du capteur de couple en l'absence de frottement (orange), les conditions expérimentales étant les mêmes par ailleurs. On retrouve bien le massif à 10^2 Hz (il est d'origine électronique) mais pas celui à 10^3 Hz.

Etant donné la valeur des fréquences concernées, on peut d'abord penser aux fréquences d'oscillation libre des brins pendant en surface. Si l'on reprend la modélisation d'un brin comme une poutre cylindrique semi-encastrée présentée au paragraphe 3.2.3 et en reprenant les grandeurs structurales caractéristiques des cellules (l, t) définies au chapitre 2, on s'attend à des fréquences propres de résonance de la forme [107] :

$$\nu \propto \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{E_s}{\rho_s}} \frac{1}{l^2} \sqrt{\frac{I}{S}} \quad (3.19)$$

où E_s et ρ_s sont respectivement le module d'Young et la masse volumique du polyuréthane, $I = \pi \frac{t^4}{64}$ le moment quadratique et $S = \pi \frac{t^2}{4}$, la section circulaire du brin. Cela revient au final à :

$$\nu \propto \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{E_s}{\rho_s}} \frac{1}{l^2} \frac{t}{4} \quad (3.20)$$

Cette équation traduit la compétition entre les forces d'inertie et les forces de rappel élastique dans le modèle choisi, à travers le produit d'un facteur caractérisant les propriétés intrinsèques du matériau (élasticité et inertie) $\sqrt{\frac{E_s}{\rho_s}}$ et d'un facteur qui caractérise la géométrie de la structure. Avec les mesures faites au chapitre 2, à savoir en prenant la longueur totale du brin $l = 0.88(21)$ mm et son diamètre $t = 0.20(2)$ mm, on s'attend à mesurer une fréquence de résonance : $\nu \sim 1$ kHz, ce qui semble compatible en ordre de grandeur avec le massif observé. Pour le vérifier,

études expérimentalement la vibration d'un brin consécutive à la phase de décrochage mise en évidence au paragraphe 3.3.1. On réalise une analyse d'images de brins excités manuellement obtenues à la caméra ultrarapide. On présente en figure 3.27 l'oscillation d'un de ces brins.

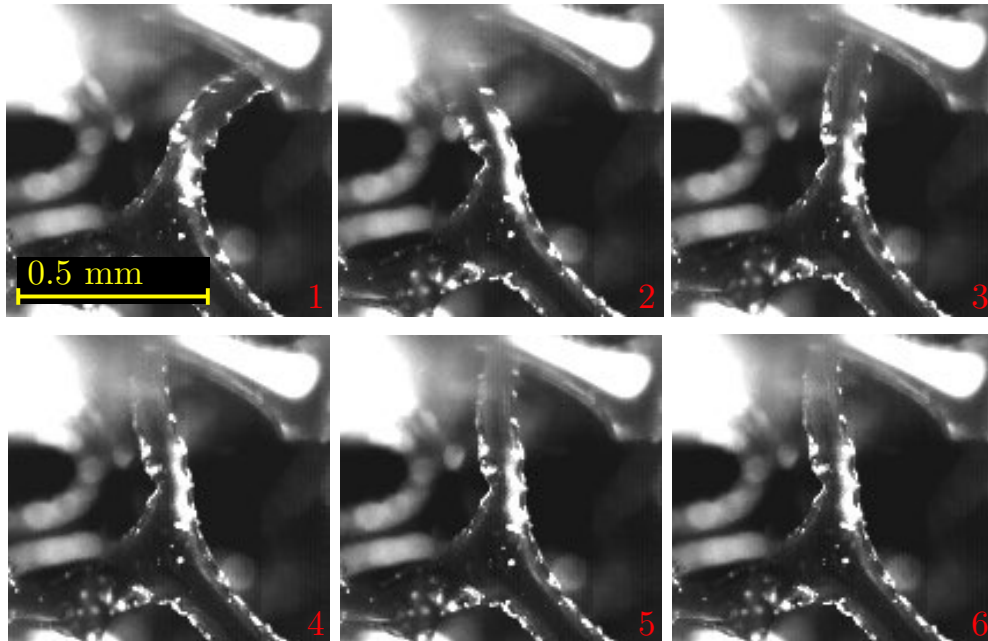


FIGURE 3.27 – Résonance d'un brin libre pendant en surface suivie à la caméra ultrarapide ($F_{acq} = 30000$ fps). De gauche à droite, entre chaque image, $\delta t = 0.22$ ms. Le passage d'une image à l'autre représente une demi-période d'oscillation.

L'étude menée sur 5 brins permet de mesurer la période d'oscillation et d'en déduire une fréquence de résonance moyenne de $\nu = 2300(150)$ Hz. Comme on peut le voir dans la figure 3.27, l'oscillation du brin libre est très vite amortie. On ne peut mesurer en réalité que deux périodes d'oscillation, ce qui entache la mesure d'erreur. En tous cas, la fréquence des oscillations mesurées reste compatible en ordre de grandeur avec le massif à 10^3 Hz.

On peut aussi penser aux modes acoustiques de résonance de la structure pour expliquer la présence de ce massif. En effet, ce type de mode de vibration a déjà été observé dans la littérature. Par exemple E. Ogami et al. [108] ont calculé et mesuré les modes pour des anneaux de polyuréthane dont les dimensions sont comparables aux nôtres. Ils trouvent également un massif au kilohertz et ils observent que ce massif présente une structure sous la forme de trois pics, comme dans la densité spectrale des fluctuations de notre force de frottement (figure 3.28). Remarquons cependant que les conditions aux limites sont très différentes de celles de nos expériences. Dans ce papier, les anneaux sont quasiment libres alors que dans nos expériences les conditions d'encastrement, même si elles sont difficiles à définir précisément, sont beaucoup plus contraintes. Les modes propres de nos anneaux devraient vraisemblablement être situés à des fréquences plus hautes que celles du papier d'Ogami. De la même façon, l'existence de trois pics est fortuite car si nous observons ici des modes propres, il n'y a aucune raison qu'ils soient identiques dans les deux

situations. Ce qui laisse à penser qu'on observe des modes propres est le fait que le massif haute fréquence présente une structure. A ce stade, c'est donc plutôt cette explication que nous privilégierons pour expliquer l'existence du massif au kilohertz. Une vérification immédiate du lien entre la structure de la mousse et l'existence de ce massif haute fréquence consisterait à examiner ce dernier pour des anneaux de tailles différentes.

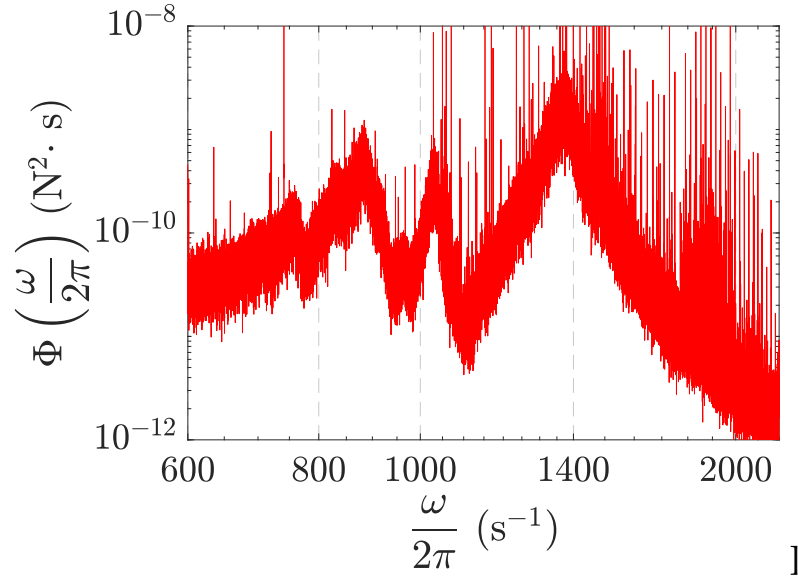


FIGURE 3.28 – Détail du massif au kilohertz dans la densité spectrale de puissance temporelle des fluctuations de la force de frottement pour $\Omega_z = 5^\circ \text{s}^{-1}$. Le massif présente une structure sous la forme de trois pics.

Au final, nous avons montré que l'on retrouve dans la densité spectrale de puissance de la force de frottement des caractéristiques spatiales et temporelles reliées à la physique du frottement à l'échelle cellulaire et subcellulaire. Cependant, en ce qui concerne les caractéristiques spatiales, il reste à comprendre ou du moins à rendre compte de l'origine de l'exposant -3.2 mesuré dans la décroissance en loi de puissance de la densité spectrale spatiale. Pour cela, et pour vérifier l'origine du pic en $\frac{1}{2a}$, nous nous proposons de réaliser une simulation numérique de nos expériences dans laquelle nous allons intégrer l'ensemble des paramètres microscopiques que nous avons pu mettre au jour jusqu'ici.

3.4.2 Simulation numérique d'une expérience de frottement

Nous allons simuler le frottement entre anneau et disque dans la géométrie standard sur laquelle nous avons travaillé jusqu'ici ($R = 55 \text{ mm}$, $\Delta R = 8 \text{ mm}$). Notre objectif est d'essayer de reproduire les caractéristiques spectrales spatiales mises en évidence au paragraphe précédent. Pour cela, nous allons modéliser le frottement par des mécanismes d'accrochage/décrochage auxquels nous associerons la densité surfacique α et la force moyenne $\langle f \rangle$ mesurées en 3.2.3, et le profil d'interaction du paragraphe 3.3.2. Les événements sont pris indépendants les uns des autres : on ne prend pas en compte de corrélations spatiales. De plus, on ne modélise pas non plus la déformation de la surface provoquée par la compression et le cisaillement. Le programme MATLAB associé est présenté en Annexe C.

Dans cette modélisation, on se donne deux surfaces de contact, l'une représentant celle de l'anneau, l'autre celle du disque (figure 3.29).

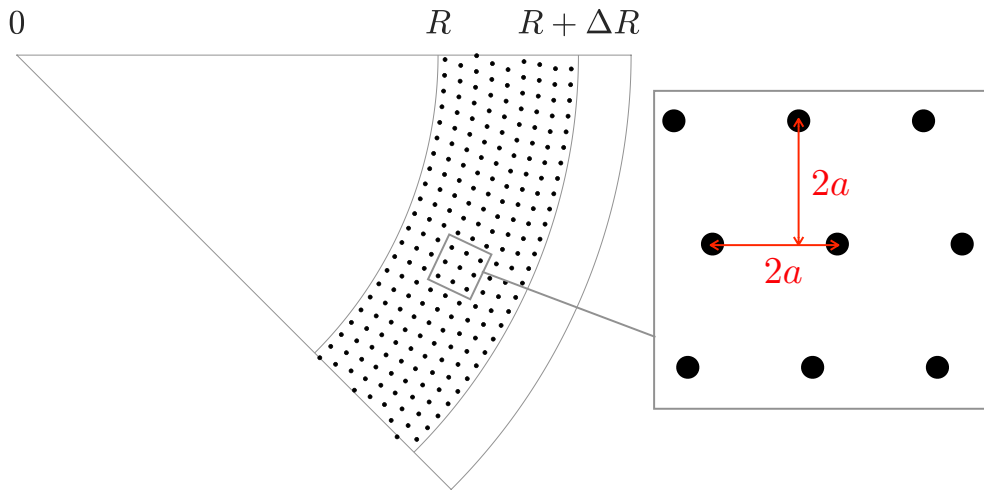


FIGURE 3.29 – Réalisation numérique d'une distribution des centres des obstacles. Ici, chaque obstacle est séparé radialement et orthoradialement d'une distance $2a$ avec $2a = 1.8 \text{ mm}$. Dans la simulation, on introduit ensuite un désordre en position.

$$R = 55 \text{ mm}, \Delta R = 8 \text{ mm}.$$

On pave cette surface par une collection d'obstacles, un obstacle représentant soit une cellule, soit un brin, la situation étant symétrique. Chaque obstacle est repéré par la position de son centre en coordonnées polaires : $(R_{l,m}, \Theta_{l,m})$ pour l'obstacle $\{l, m\}$ du stator et $(r_{i,j}, \theta_{i,j})$ pour l'obstacle $\{i, j\}$ du rotor. On choisit de répartir les obstacles selon un maillage où les centres sont séparés radialement et orthoradialement de la distance $2a$ mise en évidence dans la partie précédente (figure 3.29). On introduit ensuite de la dispersion dans les positions de ce maillage en les modulant de manière gaussienne. Au final, cela permettra de vérifier si la répartition des cellules, dont l'écart orthoradial régit l'intermittence dans le frottement, est bien à l'origine du pic d'anticorrélation en a pour les fluctuations de la force de frottement ainsi que du maximum local en $\frac{1}{2a}$ pour la densité spectrale de puissance. De plus, on associe à chaque obstacle une longueur efficace d'interaction qui représentera

l'échelle de longueur caractéristique orthoradiale sur laquelle il va pouvoir interagir lors de la rencontre avec un autre obstacle : $\Xi_{l,m}$ pour l'obstacle $\{l, m\}$ du stator, $\xi_{i,j}$ pour l'obstacle $\{i, j\}$ du rotor. Enfin, pour faire tourner le rotor, on incrémente à chaque fois la position angulaire de chaque obstacle du rotor d'une quantité $\Delta\varphi$. Reste à définir maintenant les conditions d'interaction entre un brin et une cellule (figure 3.30).

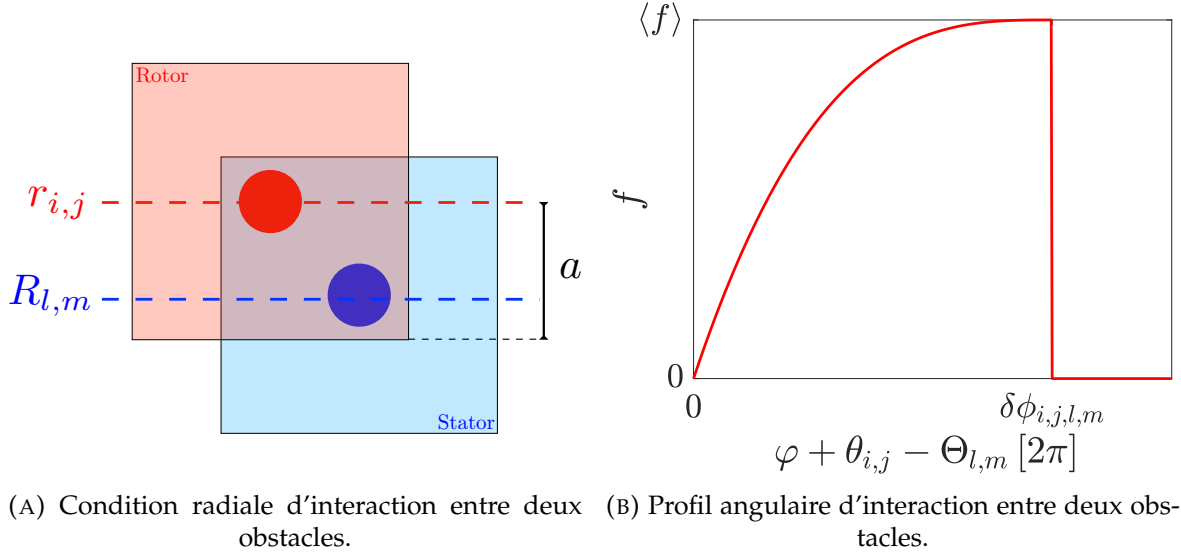


FIGURE 3.30

Il y a d'abord une condition radiale. Un brin et une cellule ne peuvent interagir que si le brin pénètre dans la cellule, autrement dit à condition que la différence entre les rayons associés à chaque obstacle soit inférieure à la moitié de la taille d'une cellule : $|r_{i,j} - R_{l,m}| \leq a$ (figure 3.30a). Remarquons que si l'on introduit de la dispersion dans les positions des cellules, on introduit donc une dispersion dans la taille de ces dernières, ce qui fait qu'il faudrait prendre en compte cette dispersion sur le diamètre de cellule dans la condition radiale d'interaction. En réalité, cette condition radiale ne va jouer sur la physique de notre système qu'au niveau du nombre d'événements d'accrochage/décrochage impliqués, la physique de l'interaction étant portée par la direction orthoradiale. Prendre en considération la dispersion sur la taille des cellules va juste enlever ou ajouter quelques interactions, ce qui est complètement négligeable au vu du nombre d'événements présents dans le contact ($N \sim 5000$). On peut donc se contenter de garder le diamètre de cellule constant dans la condition d'interaction. A partir du moment où deux obstacles sont compatibles du point de vue de leurs rayons, c'est-à-dire qu'ils satisfont la condition radiale d'interaction, on décide qu'ils interagissent à partir du moment où ils sont situés à la même position angulaire. Autrement dit, la condition orthoradiale pour le début de l'interaction est $\varphi + \theta_{i,j} - \Theta_{l,m} = 0 [2\pi]$ où φ représente l'angle de rotation du rotor par rapport à sa position initiale. On définit ensuite la longueur efficace d'interaction entre les deux obstacles $\{i, j\}$ et $\{l, m\}$ comme le maximum des longueurs efficaces associées à chacun d'eux : $\max\{\xi_{i,j}, \Xi_{l,m}\}$. On peut ainsi définir une échelle angulaire d'interaction entre les obstacles $\{i, j\}$ et $\{l, m\}$ comme $\delta\phi_{i,j,l,m} = \frac{\max\{\xi_{i,j}, \Xi_{l,m}\}}{\frac{1}{2}(r_{i,j} + R_{l,m})}$. L'interaction se fera sur cette échelle angulaire suivant la

loi définie au paragraphe 3.3.2 (figure 3.30b)⁶.

Pour obtenir la densité spectrale de puissance, on moyenne sur 10 réalisations de contact effectuées sur une distance de 10 mm avec une fréquence d'acquisition spatiale de 500 mm^{-1} . Pour la distance moyenne entre obstacles, on prend $2a = 1.8 \text{ mm}$ (voir paragraphe 3.3.1) et on introduit une dispersion gaussienne de 20% autour de cette valeur (écart-type $\sigma = 0.36$). On peut raisonnablement penser que la taille de l'interaction brin/cellule est limitée par la taille des brins pendant à l'interface. On prend comme longueur moyenne une demi-longueur de brin à l'intérieur de la structure en considérant que les brins en surface sont des brins de la structure coupés en deux, soit 0.5 mm, et on introduit une dispersion gaussienne de 60% autour de cette valeur (écart-type $\sigma = 0.3$). On représente en figure 3.31 la fonction d'autocorrélation obtenue, en figure 3.32 la densité spectrale de puissance numérique comparée à celle obtenue expérimentalement, et en figure 3.33 le détail de la densité spectrale de puissance numérique.

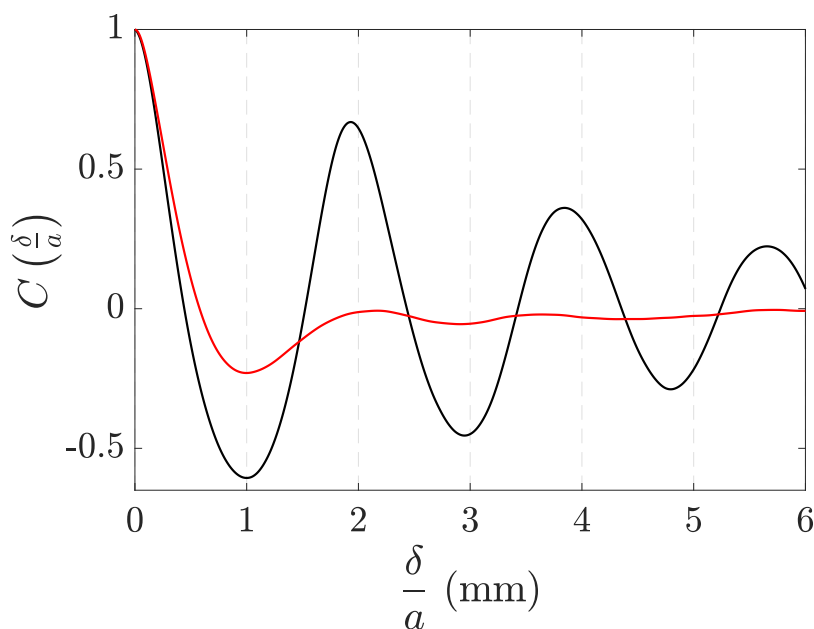


FIGURE 3.31 – Autocorrélation du signal de force obtenue par simulation (noir) comparée à l'autocorrélation expérimentale obtenue en 3.1.3.

6. Etant donné que les corrélations spatiales latérales ne jouent ici aucun rôle, on aurait en fait pu se satisfaire d'une simulation 1D. Néanmoins, dans la perspective d'un enrichissement de la simulation, l'aspect 2D est beaucoup plus proche de la réalité expérimentale. A partir de cette base, on peut ainsi imaginer raffiner le modèle pour essayer de rendre compte des valeurs moyennes et des écart-types des fluctuations de la force de frottement mesurés expérimentalement. Pour cela, on peut notamment jouer sur le désordre dans la répartition des obstacles et dans la loi d'interaction.

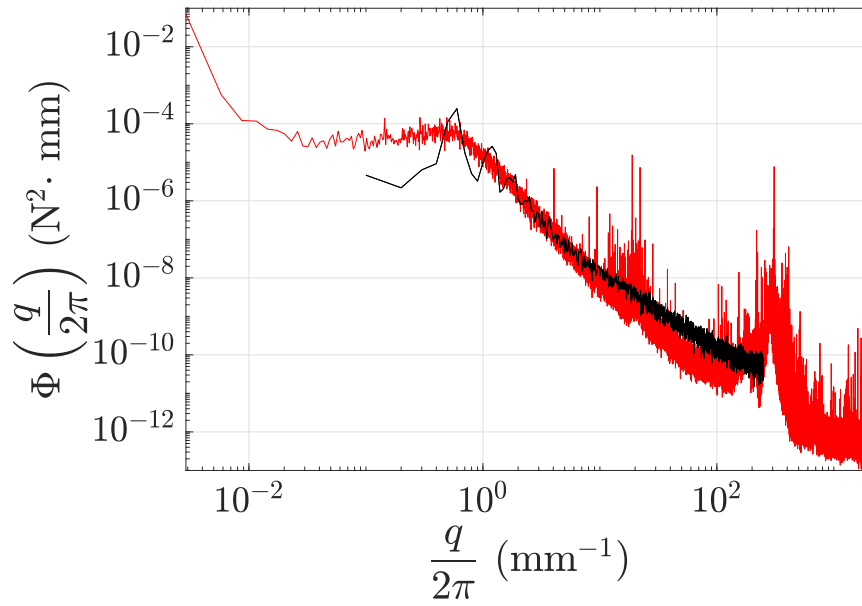


FIGURE 3.32 – Comparaison entre la densité spectrale de puissance spatiale du signal de force de frottement obtenue expérimentalement pour $\Omega_z = 5^\circ \text{s}^{-1}$ (rouge) et par simulation (noir).

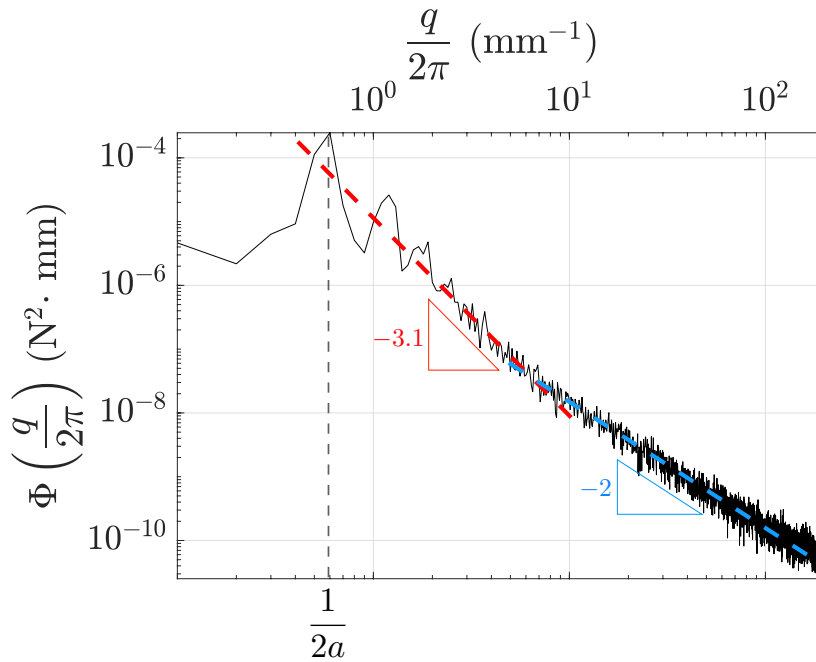


FIGURE 3.33 – Densité spectrale de puissance de la force de frottement obtenue par simulation.

Pour la fonction d'autocorrélation issue de la simulation (figure 3.31), on observe un pic d'anticorrélation en a , suivi d'une alternance de pics de corrélation et d'anticorrélation autour des positions multiples de a dont l'amplitude diminue au fur et à mesure que δ augmente. Ces deux caractéristiques sont compatibles avec ce qu'on a obtenu expérimentalement en figure 3.5. C'est donc bien la distribution des cellules, responsable de l'intermittence dans le frottement, qui fixe la longueur de

corrélation mesurée. Cependant, la fonction d'autocorrélation simulée a une forme quasi-sinusoidale faiblement amortie avec des pics très prononcés par rapport à ceux obtenus expérimentalement. La simulation ne rend pas compte de la décroissance beaucoup plus rapide de la corrélation dans les données expérimentales. Le désordre obtenu dans la simulation en perturbant un réseau cristallin n'est donc que peu représentatif du désordre expérimental. Pour se rapprocher d'une fonction de corrélation plus proche de l'expérience, on pourrait retravailler la répartition des obstacles à l'interface. On pourrait par exemple générer une structure interfaciale aléatoire en utilisant la méthode de pavage de Voronoï [109] [110] ou encore la méthode de champ aléatoire gaussien de Roberts [111].

La densité spectrale de puissance obtenue par simulation (figure 3.33) superposée à la densité spectrale mesurée expérimentalement (figure 3.32) montre qu'on trouve un certain nombre de points communs avec les résultats expérimentaux. On rend qualitativement compte du maximum local de la densité spectrale de puissance en $\frac{1}{2a}$ et on retrouve pour la gamme $\left[\frac{1}{2a}, 10 \text{ mm}^{-1}\right]$ une décroissance en loi de puissance avec un exposant -3.1 très proche de l'exposant mesuré expérimentalement (-3.2). Néanmoins, autour de la fréquence spatiale donnée par la taille de la cellule élémentaire, la structure de la densité spectrale est très oscillante, ce qui est le témoin du désordre peu marqué de la structure de la surface dans notre simulation. Par ailleurs, à partir de 10 mm^{-1} , on fait apparaître un deuxième régime de décroissance en loi de puissance caractérisé par l'exposant -2 qu'on ne met pas en évidence dans les données expérimentales.

La simulation rend donc compte de certaines caractéristiques de la densité spectrale de la force de frottement expérimentale, tout en marquant certaines différences. Comment, à partir de la densité spectrale issue de la simulation, pouvons-nous expliquer la densité spectrale expérimentale ?

3.4.3 Discussion

Comme nous l'avons évoqué au paragraphe 3.1.3, on pourrait voir l'expérience de frottement comme une analogie de la diffraction de rayonnement. Si tel est le cas, on s'attend [112] à ce que la densité spectrale de puissance puisse s'écrire sous la forme :

$$\Phi(q) \propto S(q) \cdot F(q) \quad (3.21)$$

où $S(q)$ est le facteur de structure associé à la répartition des cellules et $F(q)$ le facteur de forme associé à l'interaction entre un brin et une cellule.

Par analogie avec le facteur de structure d'une répartition de colloïdes ou d'atomes, on s'attend à un facteur de structure de la forme [100] [101] :

$$S(q) = \frac{1}{N} \left\langle \sum_{i,j,l,m} \exp(-iq [x_{i,j} - X_{l,m}]) \right\rangle \quad (3.22)$$

avec $x_{i,j}$ et $X_{l,m}$ respectivement la positions des obstacles (brin ou cellule) sur le rotor et le stator. Pour le facteur de forme, on peut imaginer quelque chose qui serait de la forme de la densité spectrale de puissance de la force d'interaction brin/cellule,

c'est-à-dire $\propto |\hat{f}(q)|^2$ avec $\hat{f}$ la transformée de Fourier de la loi d'interaction f . La densité spectrale de la force normalisée associée à cette interaction est présentée en figure 3.34.

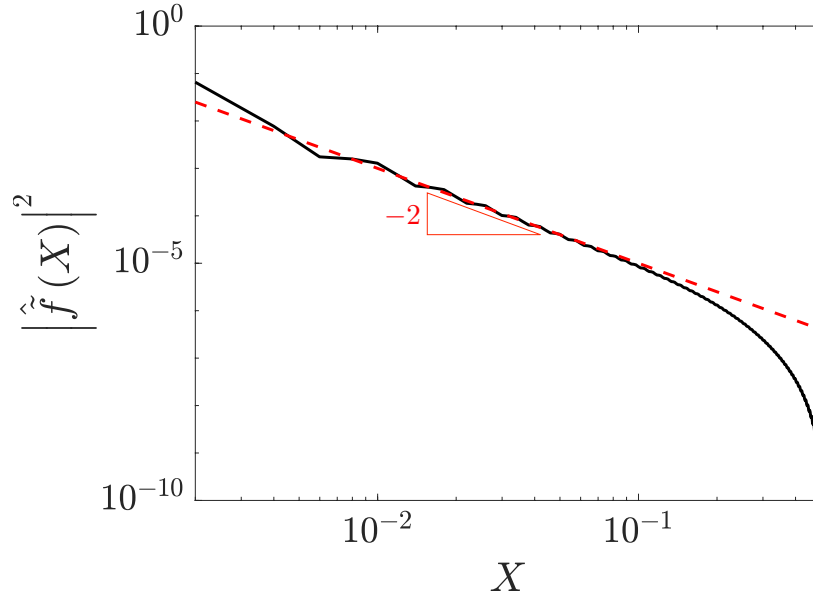


FIGURE 3.34 – Carré du module de la transformée de Fourier du profil d'interaction brin/cellule normalisé.

On observe, pour notre forme d'interaction, une décroissance en loi de puissance -2 . On retrouve cette décroissance dans la densité spectrale de puissance des fluctuations de la force de frottement simulée de la figure 3.33 pour des vecteurs d'onde plus grands que l'inverse de la longueur caractéristique entre les brins $2a$ (un ordre de grandeur au-dessus). Le facteur de forme semble donc dominer aux grands q . En fait, ce résultat découle d'une propriété connue du facteur de structure [112] [101] : $\lim_{q \rightarrow \infty} S(q) = 1$. En effet, l'existence d'un désordre en position impose que deux objets distincts finissent par apparaître comme statistiquement indépendants lorsqu'ils sont considérés à une échelle suffisamment locale. C'est cette propriété que l'on retrouve ici. La densité spectrale de puissance des fluctuations de la force peut donc être interprétée comme le produit d'un facteur de forme et d'un facteur de structure qui nous donnent des informations sur la répartition et la forme des interactions à l'oeuvre à la surface. C'est l'association des deux qui explique la décroissance en loi de puissance -3.2 mesurée expérimentalement. Le fait qu'on ne retrouve pas aux grands vecteurs d'onde la décroissance en loi de puissance -2 de la simulation pointe les limites du modèle simple que nous avons adopté pour décrire l'interaction. Pour aller plus loin, il faudrait sûrement prendre en compte un aléatoire dans la forme du profil d'interaction ou des effets collectifs entre événements d'accrochage/décrochage. Mais aussi et surtout, la grosse lacune de ce modèle est qu'il ne prend pas en compte la déformation de la cellule. Or celle-ci est à la fois comprimée et cisailée lors des expériences de frottement, ce qui ne peut pas être sans impact sur la forme de l'interaction brin/cellule.

3.5 Conclusion partielle

Les caractéristiques phénoménologiques du frottement des mousses, notamment l'extensivité en aire, nous ont amenés à rendre compte du frottement par des événements locaux d'accrochage/décrochage à l'interface. La longueur caractéristique associée à la reproductibilité des fluctuations de la force de frottement nous a permis de montrer que ces événements ont lieu à l'échelle d'une cellule. Ensuite, avec l'analyse statistique des fluctuations de la force de frottement, nous avons pu caractériser ces événements par une force moyenne élémentaire et une densité de surface. Les valeurs de ces paramètres nous ont permis d'identifier l'interaction entre un brin et une cellule comme un bon candidat pour les mécanismes d'accrochage/décrochage considérés. Grâce à la distribution statistique de la dérivée des fluctuations de la force de frottement, nous avons mis en évidence la forme dissymétrique de l'interaction d'accrochage/décrochage. Pour finir, l'étude de la densité spectrale des fluctuations de la force de frottement mise en lumière par la comparaison avec une simulation numérique nous a permis de pointer les limites de notre modélisation. Si la simulation rend bien compte de certains paramètres de la densité spectrale de puissance associés à la structure de la mousse (maximum en $\frac{1}{2a}$ et pente de -3.2), elle ne rend pas compte du désordre de la structure observé expérimentalement ni de la forme d'interaction. Cela pointe l'une des grandes limites de notre modèle qui est que nous n'avons pas pris en compte la déformation des cellules. En effet, celle-ci doit avoir une conséquence non-négligeable sur le désordre à l'interface (toutes les cellules ne vont pas se déformer de la même façon) et sur le profil d'interaction associé à un événement d'accrochage/décrochage. De plus, cette déformation en cisaillement et en compression génère possiblement des couplages mécaniques de ces événements à travers le volume de mousse.

Pour aller plus loin, nous allons donc étudier la déformation mécanique de la mousse au cours du frottement. C'est tout l'enjeu du chapitre 4.

Chapitre 4

Rôle de la déformation de la matrice cellulaire dans le frottement des mousses

Au chapitre 3, nous avons présenté une description du frottement des mousses fondée sur des mécanismes purement interfaciaux. En nous appuyant sur le théorème central limite, nous avons décrit la force de frottement comme résultant de la juxtaposition d'événements indépendants d'accrochage et de décrochage dont l'intensité et la densité surfacique ont été prises en première approche comme des constantes. La question est maintenant de déterminer dans quelle mesure ces mécanismes interfaciaux d'accrochage/décrochage et la force de frottement qui en résulte dépendent de la déformation de l'anneau. Plus précisément, comment les caractéristiques des événements d'accrochage/décrochage (densité, force élémentaire) évoluent-elles en fonction de la déformation de l'anneau ? Dans les régimes de déformation non-linéaires de la mousse, on s'attend à ce que les contraintes normale et de cisaillement soient couplées. Comment le cisaillement affecte-t-il alors la contrainte normale ? Avec quelles incidences sur les mécanismes de frottement ?

L'objectif de ce chapitre est ainsi d'enrichir la description d'un frottement impliquant des mécanismes d'accrochage/décrochage en identifiant les couplages éventuels pouvant exister entre la déformation du massif de mousse et la réponse interfaciale. Il s'agit d'ailleurs d'une question très ouverte en physique du frottement et qui peut s'envisager sous des points de vue multiples à l'échelle macroscopique : contacts déformés plastiquement, frottement viscoélastique, etc.

Pour commencer, nous allons étudier comment se distribuent les déformations en compression et en cisaillement à l'intérieur de l'anneau. Nous verrons ensuite comment ces déformations affectent la réponse en frottement à l'interface. Cela nous amènera à nous intéresser plus en détails au couplage entre la force de frottement et la force normale à l'intérieur du contact. Enfin, nous proposerons un modèle heuristique pour rendre compte des observations expérimentales.

4.1 Distribution des déformations sous compression et cisaillement à l'intérieur de l'anneau

Au chapitre 3, nous avons travaillé à l'enfoncement imposé $\Delta z = 1$ mm. Comment se déforme l'anneau de mousse sous compression et cisaillement imposés quand on fait varier l'enfoncement Δz ? Nous allons étudier la répartition de ces déformations à partir des mesures de corrélation d'images et les discuter en considérant la réponse mécanique de la mousse.

4.1.1 Mise en évidence de deux régimes de déformation

Un outil récent qui a beaucoup apporté en mécanique est la mesure de champs de déformation par corrélation d'images comme nous l'avons présenté au chapitre 2. Grâce à cette technique, nous avons accès à la trajectoire d'un réseau de points situés sur le bord extérieur d'un anneau de mousse fixe en contact avec un disque en rotation au cours d'une expérience de frottement, comme le montre la figure 4.1.

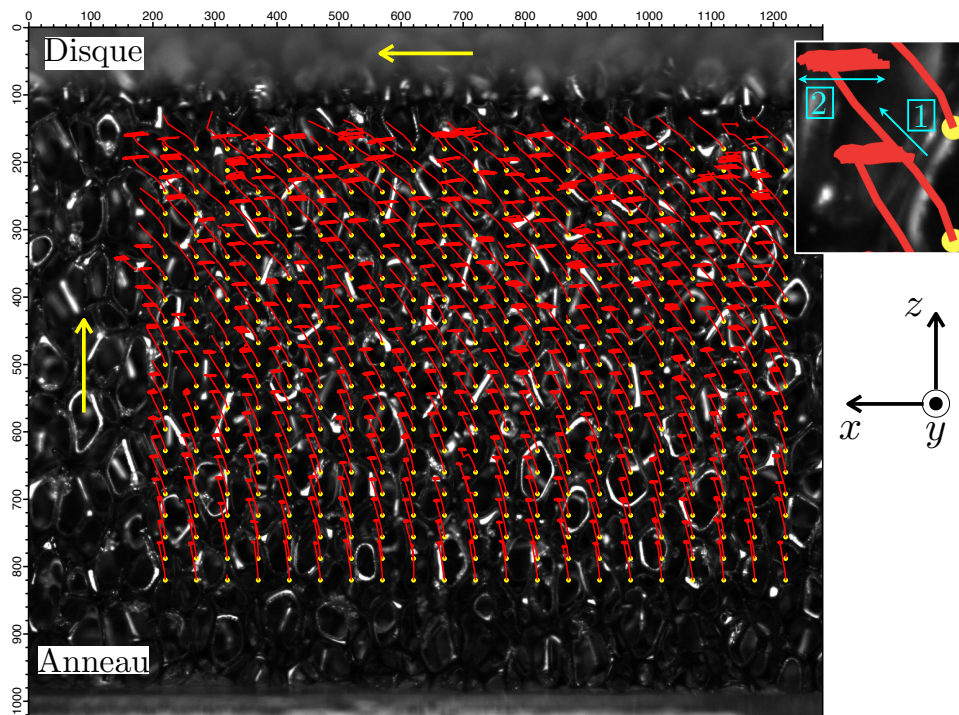


FIGURE 4.1 – Image de l'affleurement entre un anneau de mousse ($R = 55$ mm, $\Delta R = 8$ mm) d'aire A3 et son disque (en haut) partenaire. Le disque apparaît hors focus car son diamètre est plus grand que celui de l'anneau. La flèche horizontale indique son sens de rotation. On superpose le réseau des centres d'images choisi (en jaune) et les trajectoires de ces points (en rouge) pendant l'expérience de frottement, suivies par le protocole de corrélation d'images. Lors de la phase 1 (voir encart), l'anneau est traduit verticalement contre le disque en rotation jusqu'à l'enfoncement Δz . Dans la phase 2, l'anneau est à l'altitude Δz constante et le disque continue de tourner. Ici, enfoncement imposé $\Delta z = 1$ mm.

Dans ces trajectoires, on distingue bien les deux phases de l'expérience de frottement : au départ la combinaison de la rotation du disque et de la translation de l'anneau jusqu'à l'enfoncement imposé Δz (phase 1) suivie de la rotation seule du disque à Δz constant (phase 2) (gros plan de la figure 4.1). Au cours de la phase 2, on observe des fluctuations de positions. Celles-ci sont de période 360° et correspondent aux défauts de planéité de l'interface entre les deux échantillons. On les avait déjà évoquées au chapitre 2 §2.2.3. L'acquisition a été réalisée de telle sorte que, entre chaque prise d'image, le disque tourne de 10° et l'anneau s'enfonce dans le disque de 0.2 mm supplémentaires pendant la phase 1.

A partir des déplacements relatifs (horizontaux u_x ou verticaux u_z) entre noeuds contigus de la grille rapportés au pas de la grille (après déduction du déplacement de corps solide dans le cas des composantes verticales), on peut mesurer les déformations locales pour chaque enfoncement intermédiaire. Si l'on note δx et δz respectivement le pas horizontal et vertical du réseau d'images, le gradient de déformation locale en compression au point $(p\delta x, q\delta z)$ pour $p, q \geq 1$ est donné par :

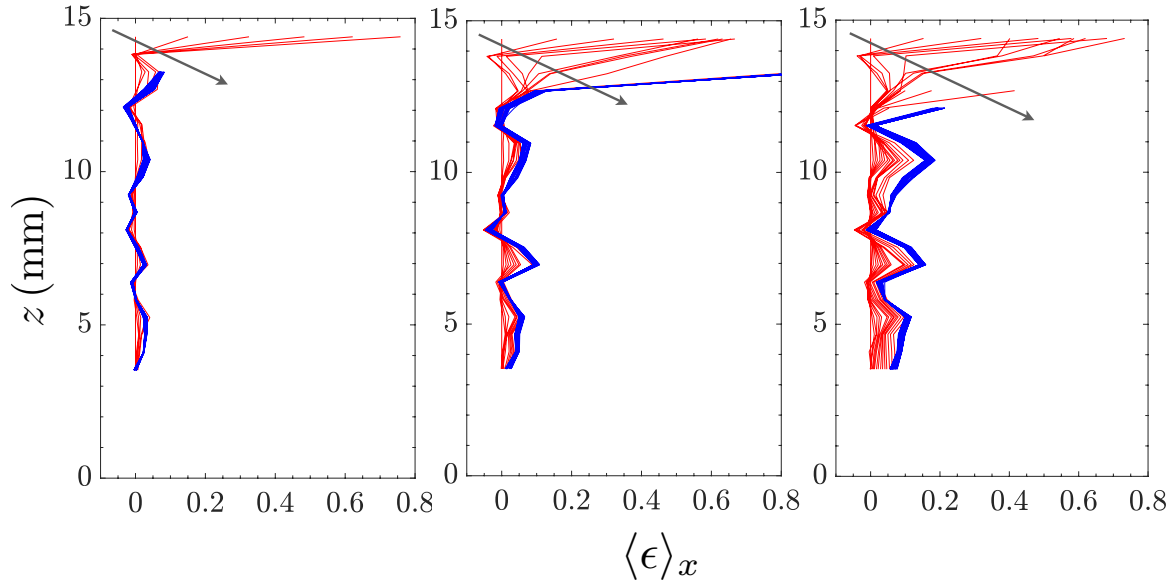
$$\epsilon(p\delta x, q\delta z) = \frac{u_z[p\delta x, (q+1)\delta z] - u_z[p\delta x, (q-1)\delta z]}{2\delta z}$$

et la déformation locale en cisaillement par :

$$\gamma(p\delta x, q\delta z) = \frac{u_x[p\delta x, (q+1)\delta z] - u_x[p\delta x, (q-1)\delta z]}{2\delta z}$$

Le calcul du déplacement relatif fait qu'on ne peut pas connaître la compression et le cisaillement au niveau des points correspondant aux deux hauteurs extrêmes du réseau (indices $q = 0$ et $q = q_{\max}$). Néanmoins, on connaît à tout moment la position de l'interface entre anneau et disque qui correspond à la translation imposée à l'anneau. De ce fait, on peut estimer la déformation en compression de l'anneau dans la zone comprise entre l'interface et le premier point de l'anneau où l'on mesure un déplacement. On a donc un point de mesure de plus pour la compression que pour le cisaillement.

Comme il y a peu de fluctuations selon l'axe x à la résolution de notre mesure, on peut moyenner les déformations sur chaque ligne horizontale de hauteur $q\delta z$ donnée. On obtient ainsi les grandeurs moyennes $\langle \epsilon \rangle_x$ et $\langle \gamma \rangle_x$. Les courbes des figures 4.2 et 4.3 représentent ainsi la cinématique de déformation, respectivement en compression et en cisaillement, à l'intérieur de l'anneau d'aire A3 en fonction de la hauteur z quand on fait varier progressivement l'enfoncement jusqu'à sa valeur imposée Δz . Les résultats obtenus sur la géométrie A3 sont qualitativement représentatifs des autres géométries. On présente à chaque fois les résultats pour trois enfoncements imposés $\Delta z = 1, 2, 3$ mm. Les courbes rouges représentent les déformations au cours de la phase 1. La lecture se fait de la gauche vers la droite et entre chaque courbe l'enfoncement intermédiaire a augmenté de 0.2 mm. Les courbes bleues correspondent aux déformations enregistrées au cours du dernier tour (360°) en régime stationnaire lors de la phase 2 à Δz constant. Les fluctuations des déformations observées dans la phase 2 sont dues aux problèmes de planéité des échantillons. D'ailleurs, quand l'enfoncement imposé Δz augmente, on observe que la dispersion associée à ces fluctuations tend à diminuer. En effet, plus l'enfoncement est important, moins le contact entre le disque et l'anneau est sensible aux défauts de conformation des échantillons.

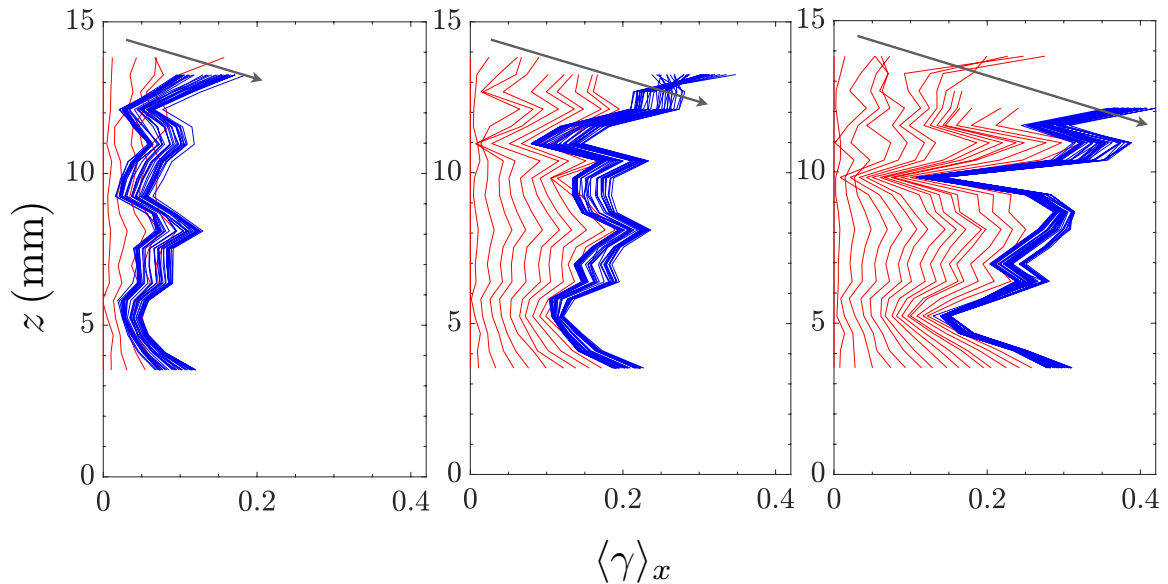


(a) $\Delta z = 1$ mm

(b) $\Delta z = 2$ mm

(c) $\Delta z = 3$ mm

FIGURE 4.2 – Cinématique de la déformation locale en compression de l’anneau moyennée selon l’axe x en fonction de la hauteur z dans l’anneau pour trois enfoncements Δz différents. Les courbes rouges correspondent à la phase de chargement de l’anneau et les courbes bleues au dernier tour en régime stationnaire. La flèche grise indique le sens croissant pour l’enfoncement jusqu’à ce qu’il atteigne sa valeur finale imposée Δz (fin du régime rouge).



(a) $\Delta z = 1$ mm

(b) $\Delta z = 2$ mm

(c) $\Delta z = 3$ mm

FIGURE 4.3 – Même chose que la figure 4.2 pour la déformation locale en cisaillement.

Les données mettent en évidence l'existence de deux régimes de déformation en compression dans le domaine d'enfoncements que nous avons étudié en corrélation d'images ($\Delta z \leq 4$ mm). Jusqu'à un seuil en enfoncement imposé Δz^* compris entre 1 mm et 2 mm, on observe un premier régime correspondant à l'établissement d'une couche superficielle de cellules très déformées au niveau de l'interface (figure 4.2). On appellera cette couche superficielle l'épiderme. Il semble qu'elle s'épaississe à mesure que l'enfoncement augmente. Une fois le seuil Δz^* dépassé, la compression de l'épiderme s'accompagne d'une compression plutôt homogène du reste du volume de mousse sous-jacent, qu'on appellera le derme.

Pour quantifier plus précisément le seuil d'enfoncement Δz^* qui règle l'apparition de la déformation en compression dans le derme, on moyenne de nouveau les déformations, cette fois-ci sur l'ensemble de l'épaisseur (en z) du derme. Cette moyenne a un sens étant donné qu'on a remarqué que les déformations sont plutôt uniformes en hauteur à l'intérieur de cette couche. On obtient ainsi les grandeurs $\langle \epsilon_d \rangle_{x,z}$ et $\langle \gamma_d \rangle_{x,z}$. Pour les cinq géométries d'anneaux d'aire différente et pour $\Delta z \in [0.6, 0.8, 1, 1.2, 1.4, 2, 3, 4 \text{ mm}]$, on représente les déformations moyennes locales de l'anneau en compression (figure 4.4) et en cisaillement (figure 4.5) dans le derme en fonction de la déformation nominale $\frac{\Delta z}{h_A^0}$ imposée. Dans la figure 4.6, on représente la déformation locale moyenne en cisaillement dans le derme en fonction de la déformation locale moyenne en compression.

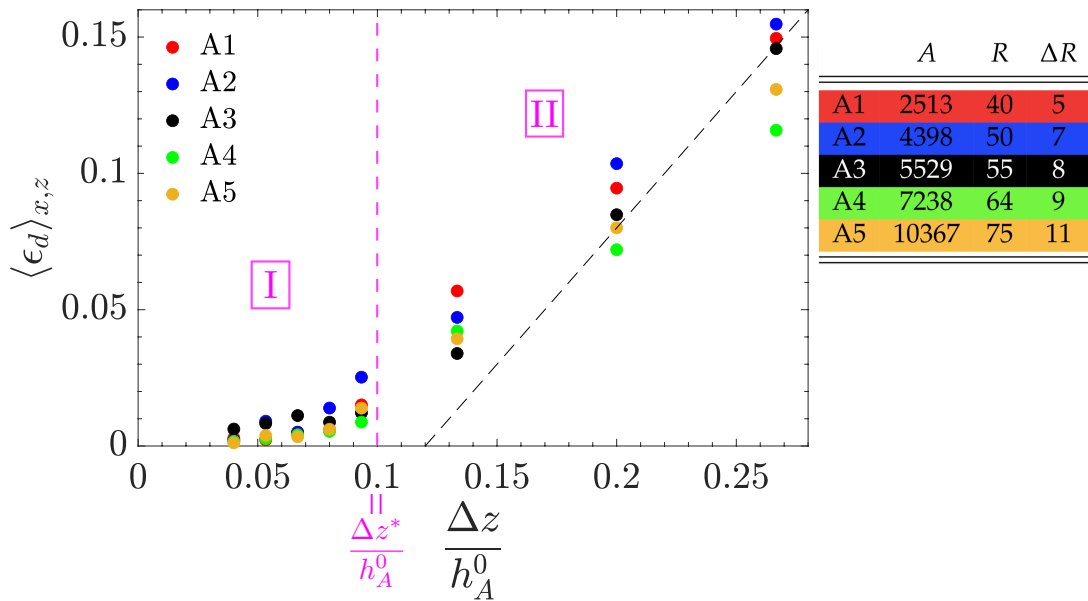


FIGURE 4.4 – Déformation locale en compression dans le derme en fonction de la déformation nominale imposée à l'anneau. En pointillés, on fait apparaître une asymptote de pente 1. Les grandeurs du tableau sont exprimées en mm.

Dans toute la suite, chaque aire correspond à la même couleur.

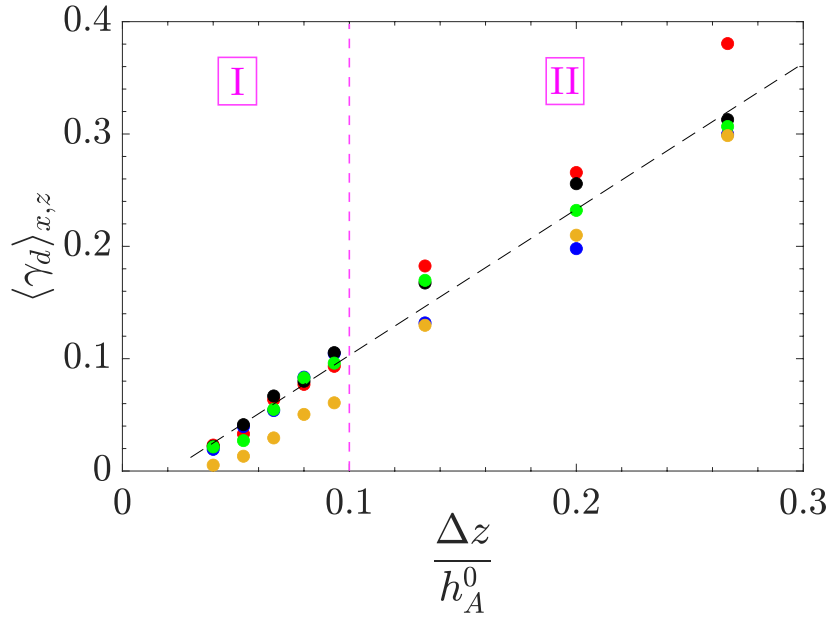


FIGURE 4.5 – Déformation locale moyenne en cisaillement dans le derme en fonction de la déformation nominale imposée à l’anneau. Ajustement linéaire en pointillés.

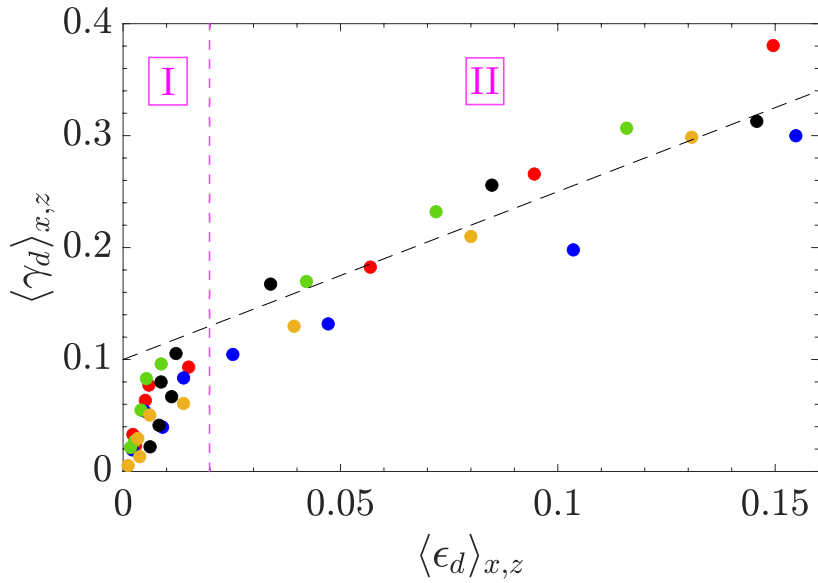


FIGURE 4.6 – Déformation locale moyenne en cisaillement dans le derme en fonction de la déformation locale moyenne en compression de l’anneau. On distingue deux régimes différents. En pointillés, on représente une asymptote de pente 1.5.

D'après les figures 4.4 et 4.6, on identifie bien les deux régimes de déformation différents que l'on a mis en évidence qualitativement pour la réponse mécanique de l'anneau sous compression et cisaillement combinés. Dans le domaine des faibles enfoncements ($\Delta z \leq \Delta z^*$), qu'on appellera régime I, on enregistre un cisaillement non nul pour une déformation en compression quasi nulle dans le derme. On en déduit que toute la déformation en compression se manifeste dans l'épiderme. Dans le domaine des grands enfoncements ($\Delta z \geq \Delta z^*$), qu'on appellera régime II, la déformation en compression à l'intérieur du derme augmente avec l'enfoncement de l'anneau en convergeant vers une asymptote dont la pente n'est pas très différente de 1. Les figures 4.4 et 4.6 nous permettent d'ailleurs de mesurer la valeur de la compression nominale seuil de l'anneau qui sépare les deux régimes de déformation : $\frac{\Delta z^*}{h_A^0} \simeq 0.1$, soit un enfoncement seuil $\Delta z^* \simeq 1.5$ mm. Dans les deux régimes (figure 4.5), la déformation en cisaillement croît à peu près linéairement en fonction de la compression nominale imposée.

Il y a donc une partition des déformations entre un épiderme très déformé et un derme beaucoup moins déformé et pour lequel l'apparition de la déformation en compression est soumise à un effet de seuil en enfoncement caractérisé par $\Delta z^* = 1.5$ mm. Comment expliquer la partition des déformations entre ces deux couches selon plusieurs régimes ? Quelle est l'origine du seuil en enfoncement ? Nous allons nous intéresser plus précisément aux déformations à l'intérieur de l'épiderme.

4.1.2 Evolution de l'épiderme et origine de l'effet de seuil en enfoncement

Notre objectif est de comprendre l'origine physique de l'effet de seuil en enfoncement Δz^* entre les deux régimes de déformation, autrement dit expliquer ce qui pilote l'apparition de la déformation en compression dans le derme. Nous avons vu précédemment que, dans le premier régime, la déformation en compression reste confinée dans l'épiderme. Pour aller plus loin, nous allons la mesurer et suivre son évolution quand on augmente l'enfoncement. Comme dans le cas du derme, nous supposons en première approximation que les déformations sont homogènes à l'intérieur de l'épiderme.

La déformation en compression à l'intérieur de l'épiderme est définie comme

$$\frac{\delta e^0 - \delta e}{\delta e^0} \quad (4.1)$$

où δe^0 et δe représentent l'épaisseur de l'épiderme respectivement dans les états non déformé (au repos) et déformé (sous l'action combinée du cisaillement et de la compression) (figure 4.7).

Afin de mesurer les deux grandeurs δe^0 et δe définies précédemment, on reprend le suivi de la trajectoire du réseau initial de points $(p \delta x, q \delta z)$ situés sur la surface extérieure de l'anneau de mousse (figure 4.1) réalisé par corrélation d'images. On exploite cette fois-ci les données obtenues pour un enfoncement maximum imposé $\Delta z = 4$ mm. Dans la première phase de l'expérience (translation verticale de

l'anneau couplée à la rotation du disque), on moyenne les coordonnées des points appartenant au départ à la même ligne horizontale de hauteur $q \delta z$ (moyenne suivant l'axe x) pour chaque enfoncement intermédiaire $\Delta z_{int} = k \delta \Delta z$, avec $k \in \mathbb{N}$ et $\delta \Delta z = 0.2 \text{ mm}$ ¹. On obtient ainsi la cinématique de déformation moyennée d'une coupe verticale constituée, à l'état non déformé, des points d'ordonnées $z_{q \delta z}^0 = q \delta z$ (en violet sur la figure 4.8). On peut ainsi suivre en particulier la variation d'altitude $z_{q \delta z}$ de chacun des points situés dans la partie supérieure proche de l'interface (indice q proche de q_{max}) quand l'enfoncement augmente, jusqu'à ce qu'on "perde" le point considéré. La disparition du point signifie qu'il est entré dans une zone de cellules trop comprimées pour qu'on puisse les différencier par corrélation d'images, c'est-à-dire dans l'épiderme dont on peut ainsi connaître l'altitude $z^\dagger$ à l'enfoncement considéré. Si le point $(q \delta z)$ est perdu entre les enfoncements successifs $k \delta \Delta z$ et $(k + 1) \delta \Delta z$, on peut estimer que l'altitude $z^\dagger$ de la limite de l'épiderme en compression et cisaillement, pour l'enfoncement $(k + \frac{1}{2}) \delta \Delta z$, est la moyenne (voir l'insert de la figure 4.8) :

$$z^\dagger(k + \frac{1}{2} \delta \Delta z) = \frac{z_{q \delta z}(k \delta \Delta z) + z_{(q-1) \delta z}((k + 1) \delta \Delta z)}{2} \quad (4.2)$$

On calcule l'altitude initiale $z^{\dagger,0}$ de la limite de l'épiderme (au repos) comme la moyenne de l'altitude initiale du dernier point $(q \delta z)$ perdu et de celle du point le plus haut restant $((q - 1) \delta z)$:

$$z^{\dagger,0}(k + \frac{1}{2} \delta \Delta z) = \frac{z_{q \delta z}^0 + z_{(q-1) \delta z}^0}{2} \quad (4.3)$$

On peut ainsi déterminer les valeurs des épaisseurs de l'épiderme $\langle \delta_e^0 \rangle$ et $\langle \delta_e \rangle$ moyennées suivant x pour certains enfoncements particuliers $\Delta z_{int} = (k + \frac{1}{2}) \delta \Delta z$ (figure 4.7) :

$$\begin{cases} \delta e^0(\Delta z_{int}) = h_A^0 - z^{\dagger,0}(\Delta z_{int}) \\ \delta e(\Delta z_{int}) = h_A^0 - \Delta z_{int} - z^\dagger(\Delta z_{int}) \end{cases} \quad (4.4)$$

$$\delta e(\Delta z_{int}) = h_A^0 - \Delta z_{int} - z^\dagger(\Delta z_{int}) \quad (4.5)$$

1. Contrairement au cas de l'étude du derme dans le paragraphe précédent, nous ne travaillons pas en régime stationnaire ici.

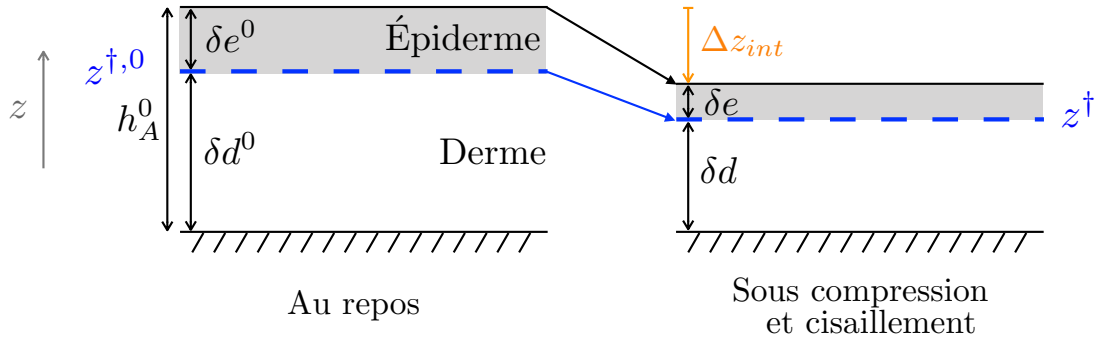


FIGURE 4.7 – Schéma décrivant la partition des déformations entre l'épiderme et le derme quand l'anneau d'épaisseur initiale h_A^0 est soumis à une sollicitation combinée de cisaillement et de compression. Pour un enfoncement intermédiaire Δz_{int} donné, l'épaisseur de l'épiderme (resp. du derme) passe de sa valeur au repos δe^0 (resp. δd^0) à δe (resp. δd). Quant à la limite de l'épiderme, elle se déplace de l'altitude $z^{\dagger,0}$ à $z^{\dagger}$.

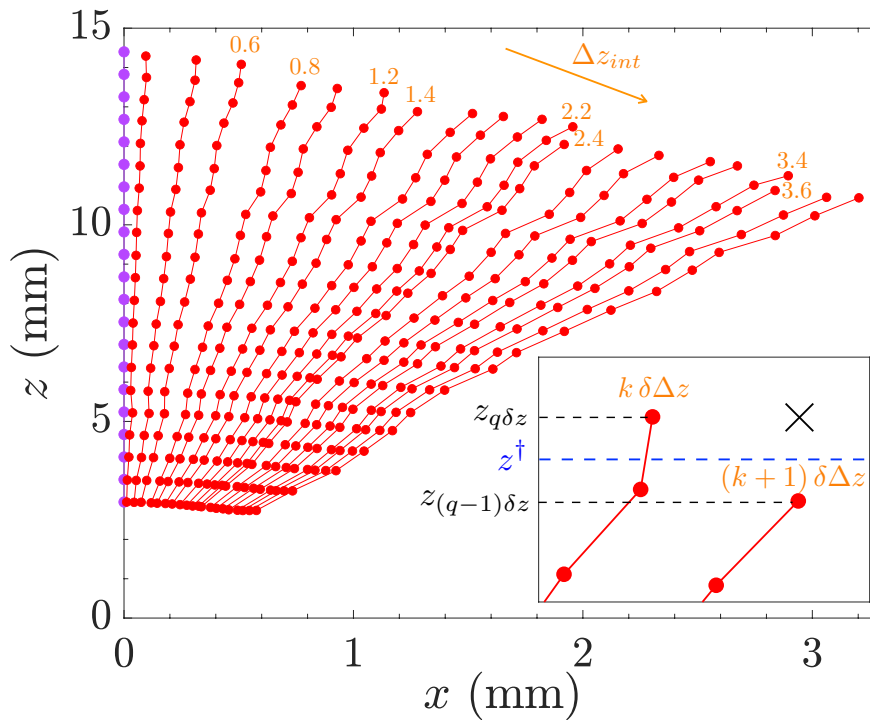


FIGURE 4.8 – Profil vertical des déplacements sur la face latérale d'un disque de mousse soumis à une sollicitation combinée de compression et de frottement. A mesure que l'enfoncement intermédiaire augmente jusqu'à atteindre la valeur imposée Δz de l'enfoncement (ici $\Delta z = 4$ mm), on perd progressivement le suivi des points les plus proches de l'interface car ils rentrent dans l'épiderme. On peut alors estimer l'altitude de la limite $z^{\dagger}$ de l'épiderme, comme indiqué dans le gros plan.

On présente en figure 4.9 les valeurs de l'épaisseur de l'épiderme à l'état non déformé $\langle \delta e^0 \rangle$ et à l'état déformé $\langle \delta e \rangle$, moyennées en x , pour les enfoncements Δz_{int} considérés (enfoncement maximum imposé $\Delta z = 4$ mm). A partir de ces mesures, on quantifie la déformation moyenne en compression dans l'épiderme (figure 4.10).

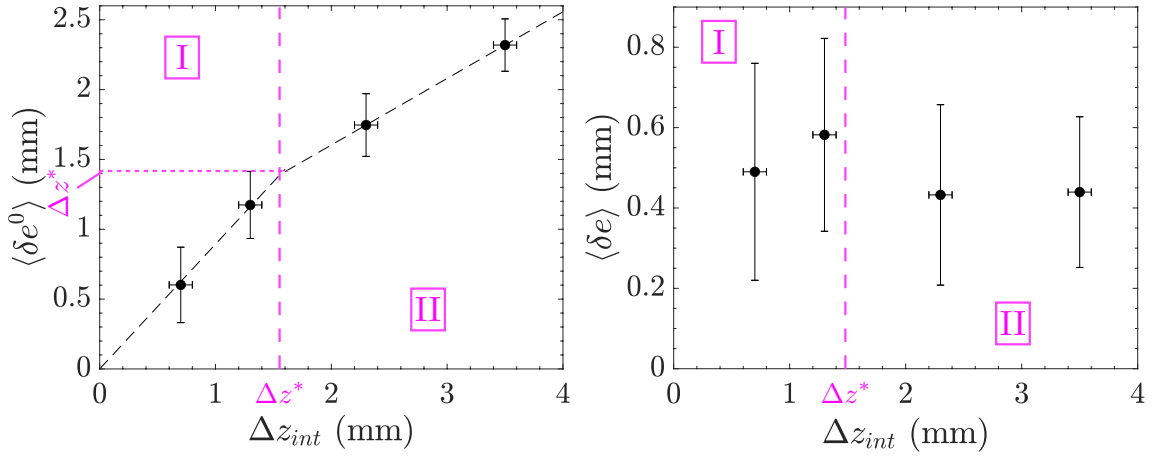


FIGURE 4.9 – A gauche, évolution de l'épaisseur $\langle \delta e^0 \rangle$ de l'épiderme à l'état non déformé moyennée suivant x en fonction de l'enfoncement Δz_{int} . A droite, même chose pour l'épaisseur $\langle \delta e \rangle$ de l'épiderme à l'état déformé sous cisaillement et compression couplés correspondant à l'enfoncement Δz_{int} . $\Delta z = 4$ mm.

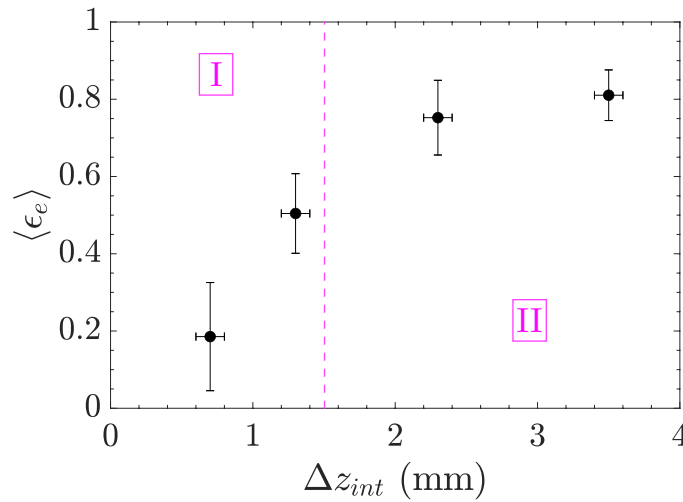


FIGURE 4.10 – Evolution de la déformation moyenne en compression à l'intérieur de l'épiderme en fonction de l'enfoncement Δz_{int} .

Dans le régime II, on mesure une déformation en compression de l'épiderme qui semble saturer à environ 80%. Pour de telles valeurs de déformation en compression, les cellules constituant l'épiderme se trouvent dans un état effondré (voir la réponse en compression de la mousse au chapitre 2 figure 2.4). C'est ce qui explique pourquoi la déformation en compression gagne alors le derme sous-jacent dans ce régime. Le passage du régime I au régime II correspond ainsi à l'enfoncement Δz^* auquel l'épiderme se trouve pour la première fois dans un état effondré. Dans la figure 4.9 (gauche), si l'on fait un ajustement linéaire de l'épaisseur de l'épiderme à l'état non déformé dans chacun des régimes², on trouve que la transition entre les deux régimes a lieu quand la déformation en compression concerne une couche superficielle d'épaisseur au repos $\langle \delta e^0 \rangle^* \simeq \Delta z^*$. Il semble ensuite que l'épaisseur de l'épiderme non déformé continue de croître mais avec une pente plus faible (au moins 30 % plus faible en considérant seulement les deux points du régime II).

De plus, on observe dans le régime II que l'épaisseur δe de l'épiderme déformé semble évoluer assez lentement avec l'enfoncement. Nous allons nous donner un modèle géométrique simple pour décrire l'évolution de l'épaisseur de cette couche effondrée dans le régime des grands enfoncements en fonction de l'enfoncement imposé Δz . En utilisant les notations de la figure 4.7, on peut écrire la partition des déformations entre le derme et l'épiderme à l'état initial non déformé et à l'enfoncement Δz :

$$\begin{cases} \delta e^0 + \delta d^0 = h_A^0 & (4.6) \\ \delta e + \delta d = h_A^0 - \Delta z & (4.7) \end{cases}$$

En supposant en première approche que les déformations dans les deux couches sont homogènes, on peut définir les taux de compression λ_e et λ_d de l'épiderme et du derme comme :

$$\begin{cases} \delta e = \lambda_e \delta e^0 & (4.8) \\ \delta d = \lambda_d \delta d^0 & (4.9) \end{cases}$$

Avec les équations précédentes, on peut réécrire la partition des déformations entre le derme et l'épiderme (équations (4.6) et (4.7)) comme :

$$\begin{cases} \frac{\delta e}{\lambda_e} + \frac{\delta d}{\lambda_d} = h_A^0 & (4.10) \\ \delta e + \delta d = h_A^0 - \Delta z & (4.11) \end{cases}$$

puis

$$\begin{cases} \delta e \left(\frac{1}{\lambda_e} - \frac{1}{\lambda_d} \right) = \frac{h_A^0 (\lambda_d - 1) + \Delta z}{\lambda_d} & (4.12) \\ \delta d \left(\frac{1}{\lambda_d} - \frac{1}{\lambda_e} \right) = \frac{h_A^0 (\lambda_e - 1) + \Delta z}{\lambda_e} & (4.13) \end{cases}$$

2. Etant donné le faible nombre de points, surtout dans le régime II, ces ajustements sont indicatifs.

Nous venons de voir expérimentalement que, dans le régime des grands enfoncements, l'épiderme est dans un état effondré tandis que la déformation dans le derme ne fait qu'apparaître. Pour simplifier, nous considérerons ainsi $\lambda_e \ll \lambda_d$.

Cela nous permet d'écrire :

$$\begin{cases} \delta e \sim \frac{\lambda_e}{\lambda_d} [h_A^0(\lambda_d - 1) + \Delta z] & (4.14) \\ \delta d \sim h_A^0(1 - \lambda_e) - \Delta z & (4.15) \end{cases}$$

Au final, on obtient la variation d'épaisseur de l'épiderme en fonction de l'enfoncement :

$$\frac{d\delta e}{d\Delta z} = \frac{\lambda_e}{\lambda_d} \ll 1 \quad (4.16)$$

On rend ainsi compte, avec un modèle simplifié, de la tendance qui semble apparaître en figure 4.9 (droite), pour le régime II, où l'on peut mesurer $\frac{d\delta e}{d\Delta z} \sim 6 \times 10^{-3}$.

Que représentent physiquement l'épiderme et le derme ? Comment comprendre physiquement la valeur du seuil en enfoncement Δz^* ?

4.1.3 Discussion

Le fait que la déformation en compression sous cisaillement de l'épiderme dans le régime I reste très faible indique que le flambement puis l'effondrement de cette couche superficielle se fait à raideur verticale quasiment nulle ou du moins faible devant celle du derme. Les deux zones de l'anneau où l'on s'attend à une telle différence de raideur sont la rangée interfaciale de cellules de l'anneau, d'une part, et le volume de mousse sous-jacent restant, d'autre part. En effet, la rangée interfaciale de cellules de l'anneau est à moitié tronquée par le découpage de surface et présente de ce fait des brins pendants. Sa topologie est ainsi complètement différente de celle du reste de la structure de la mousse où tous les brins sont interconnectés et rigidifiés les uns par les autres. Cette première rangée de cellules doit donc être beaucoup plus complaisante que le reste de la structure. D'autant plus complaisante que le cisaillement favorise le flambement à l'interface : un brin flambe d'autant plus facilement qu'il est fléchi au départ [113]. On s'attend ainsi à ce que la déformation du reste du volume de mousse n'intervienne de manière manifeste que lorsque la première rangée de cellules de l'anneau, la plus complaisante, sera effondrée après flambement. Or, en considérant les mesures de la microstructure de la mousse réalisées au chapitre 2 §2.1.1, il se trouve que l'enfoncement critique $\Delta z^* = 1.5$ mm, qui règle le déconfinement de la déformation en compression, correspond à l'épaisseur au repos d'une rangée de cellules tronquées. Tous ces éléments font qu'il semble légitime d'identifier l'épiderme à cette première rangée de cellules interfaciales en flambement et le derme au reste du volume de mousse. La déformation en compression gagne alors le derme quand la raideur des deux couches devient comparable,

c'est-à-dire quand l'épiderme est effondré. Dans le régime II, il semble que l'instabilité de flambement à l'intérieur de l'épiderme se propage de proche en proche des cellules d'une rangée à l'autre puisque l'épaisseur de l'épiderme à l'état non déformé continue à croître légèrement (figure 4.9 (gauche)). L'épiderme serait alors constitué d'un ensemble de rangées de cellules localisées en surface et effondrées par flambement. L'asymptote de pente 1 vers laquelle tend la déformation locale en compression du derme en fonction de la déformation nominale imposée (figure 4.4) correspond au comportement limite d'un matériau qui se comprimerait de manière homogène. Ceci est compatible avec l'idée d'un épiderme totalement effondré et bloqué à la fin du régime I (responsable du décalage en enfoncement Δz^* de la figure 4.4) qui surmonterait un derme qui se déforme alors en bloc de manière homogène dans le régime II.

Le fait que la déformation en cisaillement du derme augmente rapidement dans les deux régimes (figure 4.5) indique que la raideur latérale de l'épiderme est beaucoup plus élevée que celle du derme. On peut en rendre compte par l'identification précédente et en considérant les conditions aux limites à l'interface. En effet, le cisaillement à l'interface provoque, par traction, l'extension des brins superficiels jusqu'à leur déformation maximale dès les plus petits enfoncements. Ces brins ne peuvent ainsi pas être étirés davantage et la raideur de l'épiderme est donc maximale et très grande très rapidement. Cela fait que les contraintes sont transmises au reste du volume, au derme sous-jacent en particulier, de manière très efficace et ce dernier est ainsi sollicité en cisaillement dès les enfoncements les plus faibles, c'est-à-dire dès le régime I.

Comment la localisation des déformations à l'intérieur de l'anneau de mousse mise en évidence et interprétée précédemment conditionne-t-elle la réponse en frottement ?

4.2 Dépendance de la contrainte de frottement vis-à-vis de la déformation de l'anneau

Nous voulons voir comment les caractéristiques des événements d'accrochage et de décrochage (densité, force élémentaire) évoluent en fonction de la déformation de l'anneau et si elles suffisent à décrire complètement la réponse en frottement sous compression et cisaillement couplés.

4.2.1 Mise en évidence de l'existence de deux régimes de réponse en frottement en fonction de l'enfoncement de l'anneau

La déformation de l'anneau est pilotée par l'enfoncement Δz . En suivant le protocole défini au chapitre 2 §2.2.3, nous menons des expériences de frottement où l'on fait varier l'enfoncement Δz jusqu'à $\Delta z = 8$ mm ($\epsilon \simeq 0.5$) sur les cinq géométries d'anneaux d'aires différentes répertoriées au 2 §2.2.2.

On représente en figure 4.11 la contrainte de frottement en régime stationnaire en fonction de la déformation nominale en compression de l'anneau $\frac{\Delta z}{h_A^0}$, où h_A^0 est l'épaisseur de l'anneau ($h_A^0 = 15$ mm).

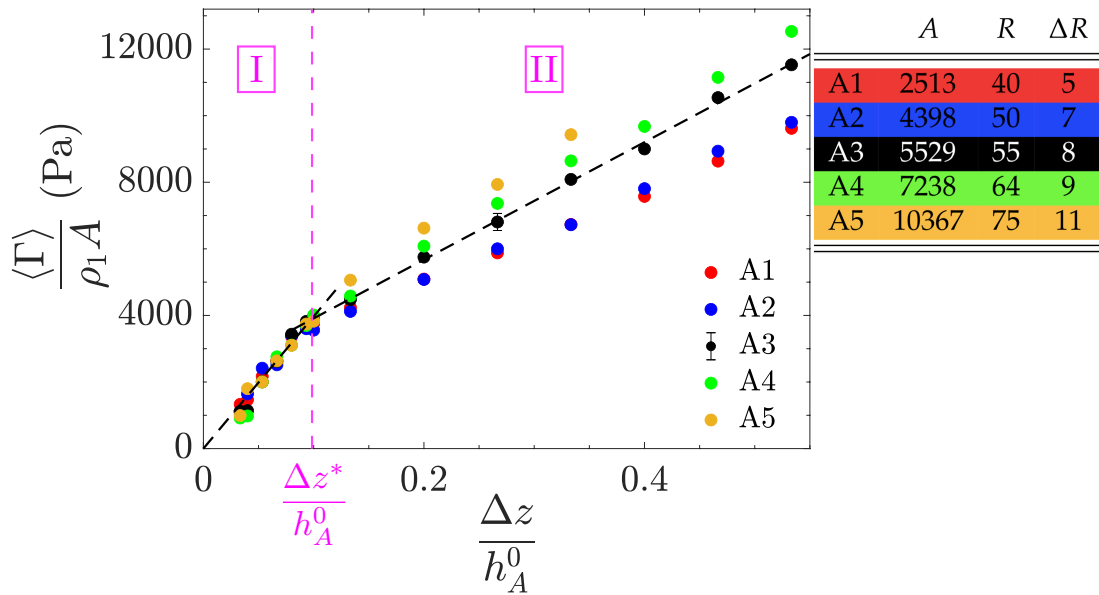


FIGURE 4.11 – Mise en évidence de deux régimes linéaires pour la contrainte de frottement en fonction de la déformation en compression nominale de l'anneau : un régime aux petits enfoncements ($\Delta z \leq \Delta z^*$), dit régime I, et un régime aux grands enfoncements ($\Delta z \geq \Delta z^*$), dit régime II, avec $\Delta z^* \simeq 1.5$ mm.

On observe deux régimes de réponse en contrainte de frottement différents en fonction de la contrainte nominale de compression imposée qui ont les mêmes bornes d'enfoncement Δz que les deux régimes de déformation de l'anneau mis en évidence à la partie précédente : le régime I aux petits enfoncements ($\Delta z \leq \Delta z^*$) et le régime

II aux grands enfoncements ($\Delta z \geq \Delta z^*$) avec $\frac{\Delta z^*}{h_A^0} \simeq 0.1$, soit $\Delta z^* \simeq 1.5 \text{ mm}$ ³.

Dans le régime I ($\Delta z \leq \Delta z^*$), on a une croissance linéaire de la contrainte de frottement en fonction de la déformation nominale en compression imposée, indépendamment de la géométrie des anneaux (pente environ égale à 40 kPa). On trace en figure 4.12 la variation de la force de frottement en régime stationnaire en fonction de l'aire de la surface de contact pour trois enfoncements différents du régime I. On observe que l'on conserve l'extensivité en aire qu'on avait mise en évidence au chapitre 3 §3.1.1 pour l'enfoncement $\Delta z = 1 \text{ mm}$. Cependant, il s'avère que la pente augmente avec l'enfoncement.

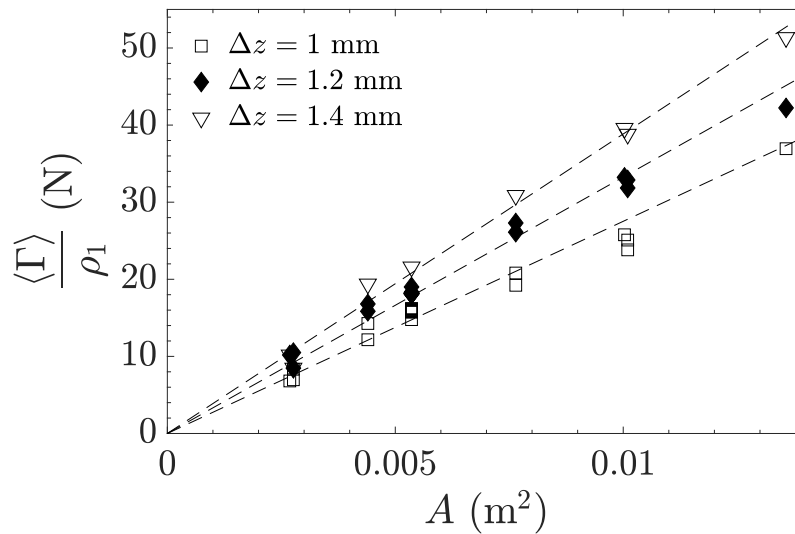


FIGURE 4.12 – Extensivité en aire de la force de frottement pour différents enfoncements du régime I ($\Delta z \leq \Delta z^*$). La valeur de la pente augmente avec l'enfoncement Δz . Par rapport à la figure 4.11, on a ajouté des mesures correspondant à l'aire A6.

Dans le régime II ($\Delta z \geq \Delta z^*$), la figure 4.11 montre qu'on a toujours une croissance linéaire de la contrainte de frottement en fonction de l'enfoncement, mais avec maintenant une dépendance vis-à-vis de la géométrie : la pente augmente avec l'aire de la surface de frottement. En particulier, pour l'anneau ($R = 55 \text{ mm}$, $\Delta R = 8 \text{ mm}$) de surface d'aire A3, on mesure une pente d'environ 17 kPa, plus de deux fois plus faible que celle du régime I. Contrairement au régime I, l'extensivité en aire n'est pas conservée dans le régime II.

Les événements interfaciaux d'accrochage/décrochage restent-ils des phénomènes pertinents pour rendre compte de la réponse en frottement quelle que soit la déformation de l'anneau ?

3. Nous avons travaillé dans le chapitre 3 avec un enfoncement $\Delta z = 1 \text{ mm}$ qui se situe donc dans le régime des petits enfoncements.

4.2.2 Description phénoménologique fondée sur le modèle d'accrochage/décrochage

Au chapitre 3, nous avons proposé un modèle de frottement reposant sur des mécanismes interfaciaux d'accrochage et de décrochage additifs et indépendants caractérisés seulement par deux paramètres : une densité d'événements α et la valeur moyenne de la force élémentaire associée $\langle f \rangle$. Ce modèle, qui s'appuie sur le théorème central limite, établit des relations entre les paramètres macroscopiques $\left(\frac{\langle \Gamma \rangle}{\rho_1}, \frac{\sigma_T}{\rho_2} \right)$ et microscopiques du frottement $(\alpha, \langle f \rangle)$ (chapitre 3 §3.2.2, équations (3.4) et (3.5)). Voyons si, dans le cadre de ce modèle, nous pouvons rendre compte de l'évolution de la contrainte de frottement avec l'enfoncement dans les deux régimes de réponse en frottement.

Régime des petits enfoncements

Considérons d'abord le frottement aux petits enfoncements (régime I). De la même façon qu'on l'avait fait au chapitre 3 §3.2.2, on exploite les données dans le cadre des équations du modèle rappelé précédemment, ici pour les enfoncements $\Delta z = 1.2 \text{ mm}$ et $\Delta z = 1.4 \text{ mm}$. On obtient ainsi les courbes de la figure 4.13. Les données sont compatibles avec un ajustement linéaire et, pour chaque enfoncement, on peut extraire une valeur de α et de $\langle f \rangle$. On trace l'évolution des valeurs de α et $\langle f \rangle$ mesurées en fonction de l'enfoncement Δz dans la figure 4.14.

L'exploitation des données dans le cadre du modèle d'accrochage/décrochage à deux paramètres nous donne une densité surfacique d'événements constante $\alpha = 95(1) \cdot 10^4 \text{ m}^{-2}$, soit de l'ordre de 1 événement par cellule (voir chapitre 3 §3.2.3), tandis qu'on obtient une force unitaire $\langle f \rangle$ qui augmente linéairement avec l'enfoncement : $\langle f \rangle = \beta \Delta z$ avec $\beta \simeq 3 \text{ mN} \cdot \text{mm}^{-1}$.

Cela fait que, dans le cadre du modèle, on peut réécrire l'équation (3.1) de l'extensivité en aire

$$\frac{\langle \Gamma \rangle}{\rho_1} = \alpha \langle f \rangle A$$

comme

$$\frac{\langle \Gamma \rangle}{\rho_1} = \alpha \beta A \Delta z \quad (4.17)$$

La dépendance du frottement à l'enfoncement dans la figure 4.12 peut ainsi être décrite en considérant une augmentation de la force élémentaire $\langle f \rangle$ avec l'enfoncement, à densité α constante. Le modèle de frottement sous la forme d'événements d'accrochage et de décrochage à deux paramètres est donc toujours valable à condition de lui ajouter de manière phénoménologique la dépendance de la force élémentaire à l'enfoncement.

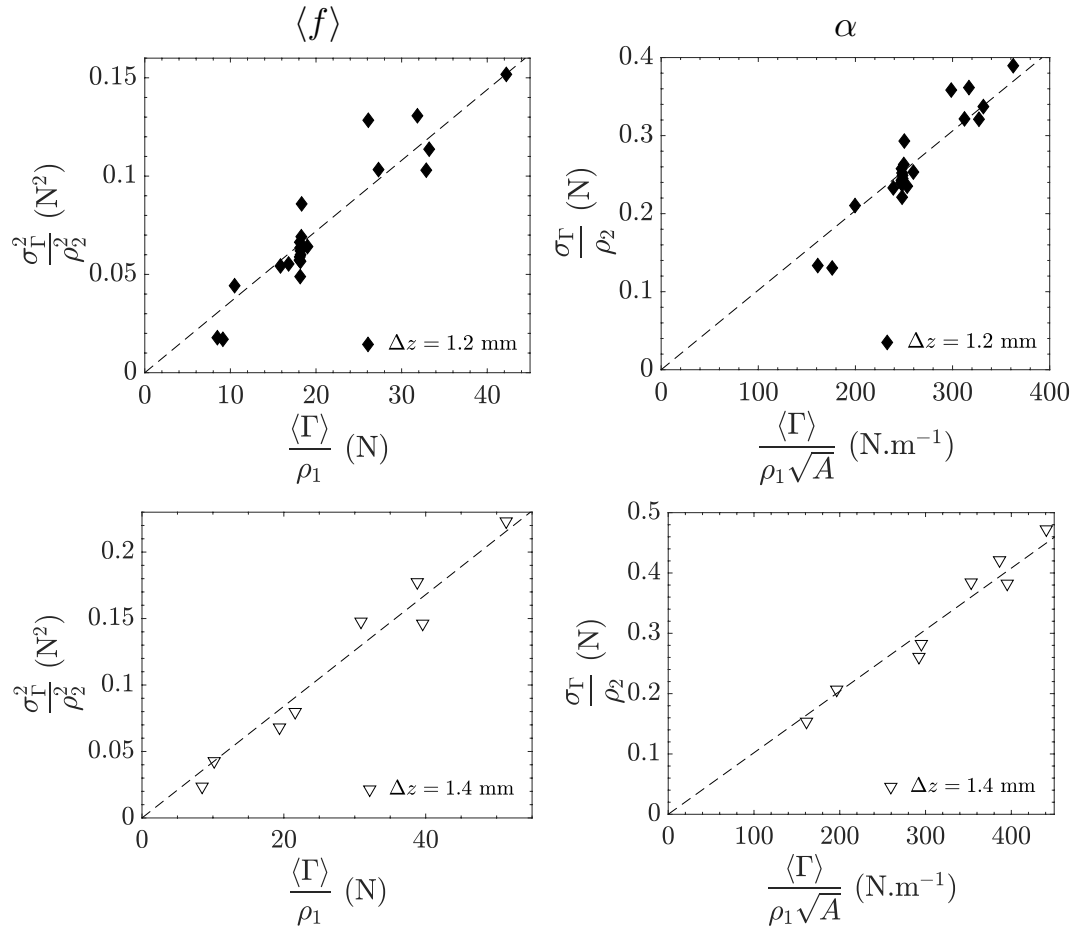


FIGURE 4.13 – Mesure des grandeurs microscopiques du frottement $\langle f \rangle$ et α à partir de leurs relations linéaires avec les grandeurs macroscopiques $\left(\frac{\langle \Gamma \rangle}{\rho_1}, \frac{\sigma_1}{\rho_2} \right)$ établies au chapitre 3 §3.2.3, pour les enfoncements $\Delta z = 1.2$ mm et $\Delta z = 1.4$ mm du régime I ($\Delta z \leq \Delta z^*$).

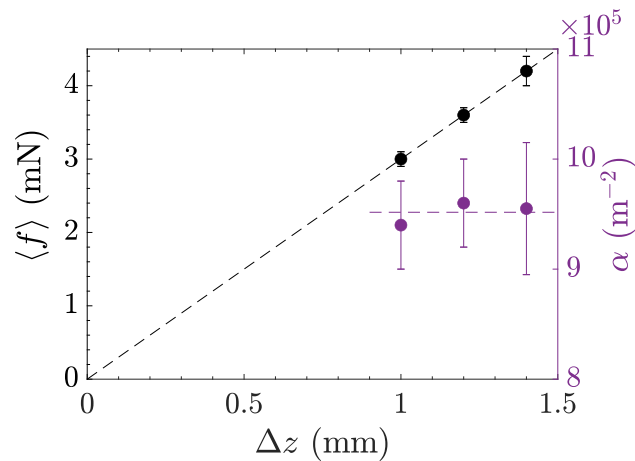


FIGURE 4.14 – Variations de la force de frottement unitaire $\langle f \rangle$ et de la densité surfacique α en fonction de l'enfoncement dans le régime I ($\Delta z \leq \Delta z^*$).

Régime des grands enfoncements

Considérons maintenant le régime des grands enfoncements (régime II). Nous avons vu que, passé le seuil en enfoncement Δz^* , l'extensivité en aire est perdue. Or, l'observation expérimentale de l'extensivité en aire de la force de frottement (chapitre 3 §3.1.1) est celle-là même qui, combinée au caractère gaussien de la distribution des fluctuations de force, nous avait permis d'asseoir le modèle de frottement. Quelles pistes peut-on considérer pour enrichir la description du frottement dans le régime II ?

Tout d'abord, nous allons étudier la distribution statistique des fluctuations de la force de frottement dans le régime II. Ici, il ne s'agit pas de faire une étude statistique aussi poussée que celle réalisée dans le premier régime mais simplement d'étudier la conservation ou non du caractère gaussien de la distribution.

Pour ce faire, nous avons travaillé dans une configuration expérimentale légèrement différente de celle détaillée au chapitre 2. On reprend le montage de la figure 2.7 mais, cette fois-ci, on comprime un plan de mousse d'épaisseur $h_D^0 = 20$ mm ($v_z = 0.1$ mm s⁻¹, déplacement imposé Δz) contre un anneau de mousse en rotation ($\Omega_z = 5^\circ$ s⁻¹). On effectue 10 réalisations de frottement sur les cinq géométries d'anneau différentes. Entre chaque réalisation, on renouvelle en partie l'interface frottante en translatant le plan par rapport à l'anneau d'un pas multiple de 2 mm dans les directions longitudinales x et y . On présente en figure 4.15 les histogrammes obtenus sur les cinq anneaux de géométries différentes pour les enfoncements $\Delta z = 2$ mm et $\Delta z = 6$ mm du régime II.

On observe que le caractère gaussien des fluctuations n'est pas significativement altéré. A ce stade, il semble donc toujours réaliste d'utiliser le modèle de frottement fondé sur le théorème central limite.

Avec la correction géométrique en $\frac{\rho_1}{\rho_2 \sqrt{A}}$ que nous avons choisie pour les fluctuations de la force de frottement (figure 4.15), la largeur des histogrammes est donnée par $\frac{\sigma_F}{\rho_2 \sqrt{A}}$, ce qui permet de tester en première approche l'équation (3.9) prévue par le modèle au chapitre 3 :

$$\frac{\sigma_F}{\rho_2} = \sqrt{\alpha} \langle f \rangle \sqrt{A}$$

On constate un élargissement des histogrammes avec l'aire de contact A , ce qui semble suggérer que $\langle f \rangle$ et/ou α dépendent de la géométrie du contact. Nous ne détaillerons pas plus l'analyse de ces histogrammes, qui est notamment compliquée par les phénomènes de vieillissement du contact ici non maîtrisés.

Pour aller plus loin dans l'exploitation du modèle, nous reportons sur les figures 4.16 et 4.17 les valeurs de σ_F et $\langle F \rangle$ déterminées en régime stationnaire sur les réalisations de contacts correspondant à la figure 4.11 (on ne garde que les enfoncements $\Delta z \geq \Delta z^*$) dans les représentations analogues à celle de la figure 4.13. Pour rappel, ces réalisations de frottement ont été obtenues sur les cinq géométries d'anneaux d'aires différentes et pour des enfoncements jusqu'à $\Delta z = 8$ mm en suivant le protocole défini au chapitre 2 §2.2.3. On fait ressortir les deux enfoncements correspondant à ceux auxquels ont été réalisés les histogrammes.

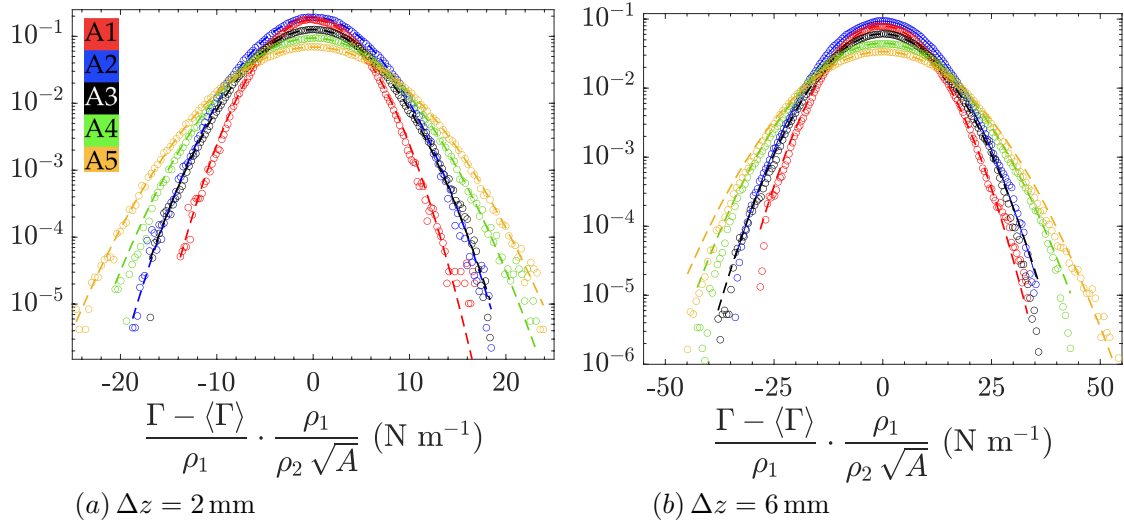


FIGURE 4.15 – Distribution statistique centrée des fluctuations de la force de frottement (en régime stationnaire) corrigées du facteur géométrique $\frac{\rho_1}{\rho_2 \sqrt{A}}$, normalisée comme une densité de probabilité et ajustée par une gaussienne, pour chacune des cinq géométries d'anneaux considérées et pour deux enfoncements différents du régime des grands enfoncements ($\Delta z \geq \Delta z^*$).

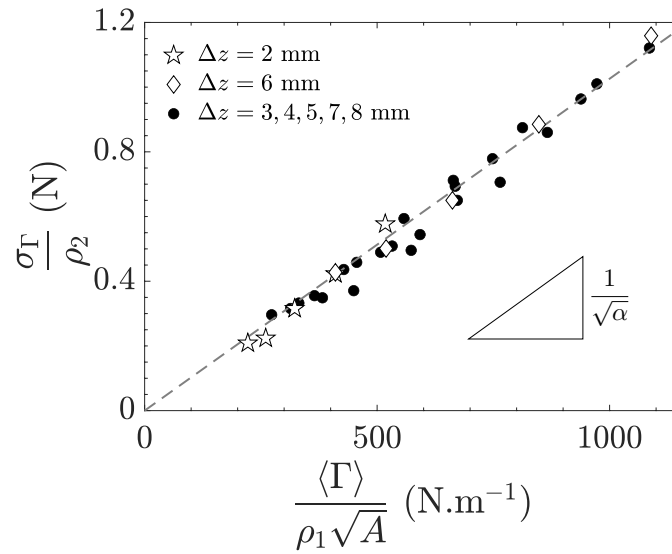


FIGURE 4.16 – Evolution de l'écart-type de la force en régime stationnaire en fonction de la force moyenne normalisée par la racine carrée de l'aire de contact (équation 3.11). En pointillés, on reporte l'ajustement linéaire obtenu dans le cas des petits enfoncements $\alpha = 95 \times 10^4 \text{ m}^{-2}$ (voir §4.2.2).

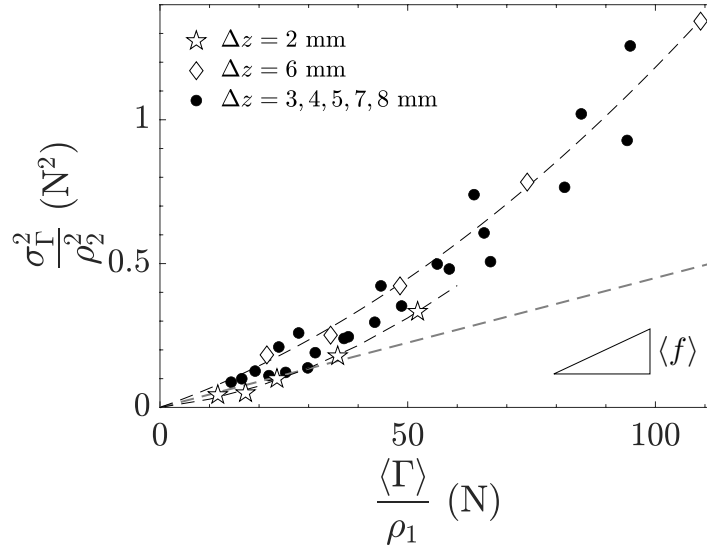


FIGURE 4.17 – Evolution du carré de l'écart-type de la force en régime stationnaire en fonction de la force moyenne (équation 3.10). L'ajustement linéaire en pointillés a une pente $\langle f \rangle = 4.5$ mN correspondant à la valeur extrapolée de $\langle f \rangle$ à Δz^* (voir figure 4.14). Les deux portions de parabole en pointillés ajustent les données correspondant aux enfoncements $\Delta z = 2$ mm et $\Delta z = 6$ mm.

Dans la figure 4.16, les données sont compatibles avec un seul et unique ajustement linéaire pour toutes les aires et tous les enfoncements. On retrouve approximativement la même valeur pour α que celle qu'on avait trouvée au paragraphe précédent dans le domaine des petits enfoncements et à laquelle correspond l'ajustement linéaire en pointillés.

En ce qui concerne la figure 4.17, même en discriminant suivant les valeurs de l'enfoncement comme au paragraphe précédent, on ne peut trouver aucun ajustement linéaire qui donne une valeur pour la force unitaire $\langle f \rangle$. Il semble qu'un couplage avec des effets géométriques fasse apparaître des non-linéarités qui se manifestent, à Δz donné, par un comportement non linéaire de la force unitaire. Pour que le modèle continue d'être valable, il faudrait adjoindre à $\langle f \rangle$ une dépendance phénoménologique complexe dépendant à la fois de la géométrie du contact et de la déformation de l'anneau (effet de Δz).

Comment interpréter la dépendance de la force unitaire à l'enfoncement dans le régime I? Comment expliquer le changement de régime dans la réponse en frottement à l'enfoncement critique Δz^* ? Quelle piste proposer pour enrichir la description du frottement et permettre de rendre compte du régime II? Nous allons discuter de cela à la lumière de l'étude des déformations sous compression et cisaillement à l'intérieur de l'anneau menée dans la partie précédente.

4.2.3 Discussion

Intéressons-nous d'abord au régime I aux petits enfoncements pour lequel le modèle de frottement à deux paramètres suggère une augmentation de $\langle f \rangle$ avec l'enfoncement. Nous avons montré dans la partie précédente que, dans ce régime, la déformation se localise essentiellement dans une couche superficielle (l'épiderme), d'une épaisseur au repos allant jusqu'à $\Delta z^* = 1.5 \text{ mm}$, dont nous avons interprété qu'elle devait être constituée par la rangée interfaciale de cellules de l'anneau qui flambent jusqu'à être finalement effondrées. Si l'on poursuit cette interprétation, le frottement à l'interface met ainsi en jeu des événements dissipatifs impliquant une rangée de cellules de plus en plus déformées. Plus l'enfoncement est grand et plus on s'attend à ce que l'extraction des brins d'une cellule à l'autre soit compliquée. Le frottement pourrait ainsi mettre en jeu des réarrangements de structure en surface d'autant plus coûteux en énergie que l'enfoncement est grand, ce qui pourrait expliquer la croissance de la force élémentaire $\langle f \rangle$. Par ailleurs, on ne note pas l'existence d'une rugosité à macroéchelle à la surface des mousses. Le fait d'augmenter l'enfoncement ne doit a priori pas mettre en jeu de nouveaux événements d'accrochage et de décrochage, ce qui est compatible avec une densité α constante. Les conséquences de notre modèle de frottement à deux paramètres sont cohérentes avec cette interprétation.

A partir de l'enfoncement Δz^* , nous avons montré que l'on commençait à solliciter le volume de mousse sous-jacent (le derme) et que les cellules interfaciales de l'épiderme étaient effondrées et bloquées sur une épaisseur δe qui varie peu avec l'enfoncement. Aussi, à partir de Δz^* , l'état de l'interface ne change plus. Si l'on suit le modèle d'accrochage/décrochage à deux paramètres qui ne prend en compte que des effets d'interface, on s'attend à ce que α reste constant (c'est bien ce que l'on mesure) et que la force élémentaire $\langle f \rangle$ sature à une valeur maximale puisque les cellules à l'interface ne peuvent être davantage effondrées. Un modèle prenant en compte exclusivement des événements d'accrochage et de décrochage devrait donc prévoir que la force $\frac{\langle \Gamma \rangle}{\rho_1}$ soit constante dans le régime II. Or ce n'est pas ce que l'on observe. Il est d'ailleurs impossible d'identifier une valeur pour $\langle f \rangle$: elle semble dépendre de la géométrie du contact autant que de la déformation de l'anneau. Cela montre que, si les événements interfaciaux d'accrochage et de décrochage restent des phénomènes pertinents quel que soit l'enfoncement, leur prise en compte dans un modèle de frottement est compliquée aux grands enfoncements par leur dépendance vis-à-vis de la déformation des cellules de l'épiderme. Pour préciser ce point, nous allons nous intéresser au couplage entre contrainte de frottement et contrainte normale.

Comment le cisaillement affecte-t-il la contrainte normale ?

4.3 Etude du couplage entre la force normale et la force de frottement pour les grands enfoncements

Nous allons essayer de comprendre la réponse en frottement de la mousse dans le régime des grands enfoncements (domaine II) en étudiant le couplage entre force de frottement et force normale. Notre objectif est d'enrichir la description d'un frottement impliquant des mécanismes d'accrochage/décrochage en identifiant les couplages éventuels pouvant exister entre la déformation du massif de mousse et la réponse interfaciale.

4.3.1 Mise en évidence d'un frottement de type coulombien dans le régime des grands enfoncements

On réalise des expériences de frottement sur les cinq géométries d'anneaux où l'on enregistre à la fois la force de frottement et la force normale pour la gamme d'enfoncements $\Delta z \in [0.5, 8 \text{ mm}]$. La reproductibilité est vérifiée en répétant les mêmes expériences sur un deuxième lot d'échantillons de mêmes dimensions. On représente en figure 4.18 la contrainte tangentielle en fonction de la contrainte normale. On représente également en figure 4.19 la contrainte normale en fonction de la déformation nominale en compression.

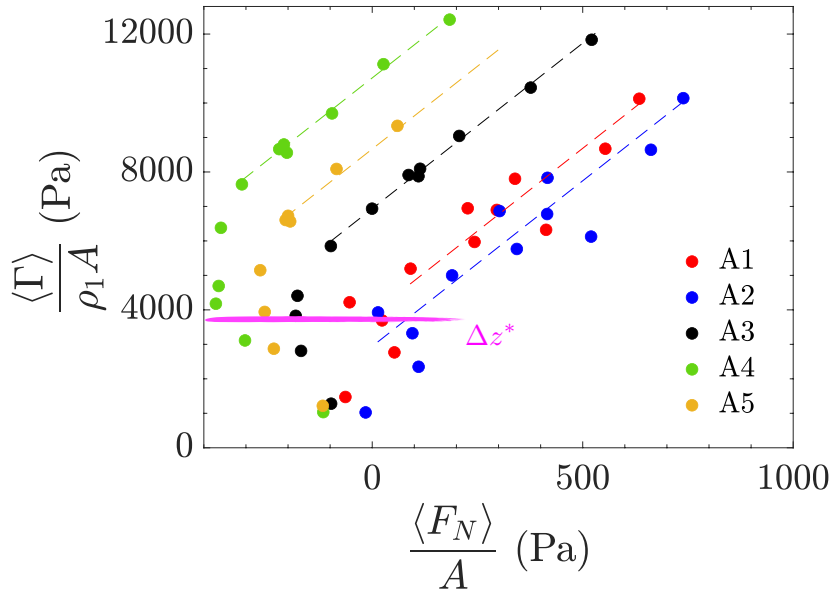


FIGURE 4.18 – Contrainte de frottement en fonction de la contrainte normale pour différents enfoncements $\Delta z \in [0.5, 8 \text{ mm}]$ et pour les 5 surfaces d'aires différentes. Dans le domaine des grands enfoncements $\Delta z \geq \Delta z^*$, un régime asymptotique de type coulombien est atteint ($\mu \simeq 9.6$).

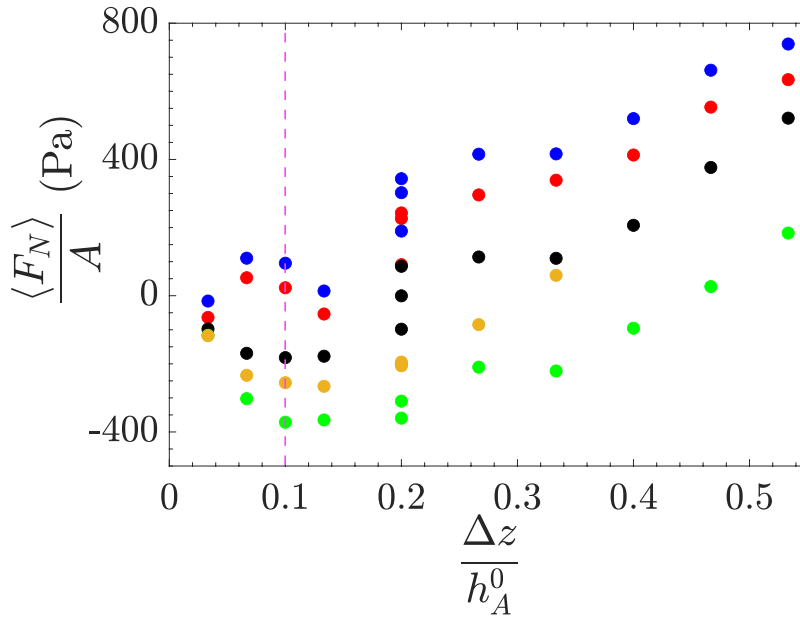


FIGURE 4.19 – Contrainte normale en fonction de la déformation nominale en compression.

On retrouve encore une fois les deux régimes de frottement différents séparés par l'enfoncement critique $\Delta z^* = 1.5$ mm mis en évidence à la figure 4.11.

La relation entre la contrainte de frottement et la contrainte normale présente les caractéristiques suivantes :

- une dépendance vis-à-vis de la géométrie
- des forces normales négatives pour les grandes géométries et à faible enfoncement (régime I)
- une augmentation linéaire de la contrainte de frottement avec la contrainte normale aux forts enfoncements (régime II), de type coulombien

Nous allons d'abord nous intéresser au régime II, aux grands enfoncements, c'est-à-dire aux grandes forces normales.

Dans ce régime, où les mécanismes d'accrochage/décrochage sont bien sûr toujours mis en jeu, on vient de montrer que le frottement se comporte de manière coulombienne. On peut définir un coefficient de frottement μ tel que :

$$\langle \tau \rangle = \tau_0 + \mu \langle \sigma \rangle \quad (4.18)$$

où $\langle \tau \rangle = \frac{\langle \Gamma \rangle}{\rho_1 A}$ est la contrainte tangentielle de frottement, $\langle \sigma \rangle = \frac{\langle F_N \rangle}{A}$ la contrainte normale, et τ_0 la contrainte de frottement qui correspond à la fin du régime I ($\Delta z^* = 1.5$ mm). Quelle que soit l'aire de la surface de frottement, on s'aperçoit qu'on peut faire le même ajustement linéaire avec un coefficient de frottement $\mu = 9.6^4$ (figure 4.18).

4. Cet ajustement linéaire est moins bon pour les aires les plus faibles où on pourrait faire passer des pentes plus faibles.

Ce coefficient de frottement est très élevé. Usuellement, on mesure plutôt des coefficients de frottement de l'ordre de 1 : par exemple, 0.4 dans le cas d'un frottement verre sur verre, ou encore 1.7 pour un pneumatique sur du béton qui peut être considéré comme un coefficient de frottement déjà élevé [114][115]. Néanmoins, cet ordre de grandeur n'est pas un cas unique. En effet, dans le cas des Velcro (voir chapitre 1 §1.1.3), qui constituent le système le plus proche du nôtre, Mariani et al. [72] obtiennent des coefficients de frottement qui peuvent être largement égaux à 10 en faisant varier la force normale dans le contact. Ainsi, un système d'accrochage et de décrochage comme celui à l'oeuvre dans le Velcro peut générer des coefficients de frottement encore plus élevés que ceux qu'on mesure dans les mousses. Il est intéressant de préciser ici l'analogie qu'on peut faire entre les mousses et le Velcro. Dans le Velcro, il s'agit d'une monocouche de crochets contre une monocouche de boucles, il n'y a donc pas d'épaisseur. Par conséquent, l'analogie entre le Velcro et la mousse ne peut valoir pour la mousse qu'aux petits enfoncements où nous avons montré que seule la couche de surface, la plus complaisante, est sollicitée. Le système Velcro ne peut pas nous renseigner sur le domaine des grands enfoncements mais nous permet au moins de comprendre le niveau de coefficient de frottement qui peut être atteint au sortir du domaine des petits enfoncements.

Comme on l'a vu, la fin du régime des petits enfoncements correspond à l'écrasement total de l'épiderme. Pour rendre compte de l'aspect coulombien du frottement, on peut faire l'hypothèse qu'une fois cette couche aplatie, on retrouve une surface équivalente à une surface rugueuse du fait du désordre dans la déformation des cellules et de la densification de la mousse en surface. On retrouverait alors un modèle de surface du type de celui proposé par Greenwood et Williamson [16]. On peut supposer que l'augmentation de l'enfoncement, et donc de la force normale (figure 4.19), conduirait à chaque fois à une reconfiguration de la surface de frottement médiée par le réarrangement des cellules en flambement à l'intérieur du derme. L'aire de contact réelle augmenterait ainsi produisant une force de frottement toujours plus importante.

En tous cas, pour tenter de comprendre le couplage entre force normale et force tangentielle, nous allons étudier un modèle heuristique de la déformation de la mousse sous compression et cisaillement combinés.

4.3.2 Modélisation heuristique du couplage entre force normale et force tangentielle

Nous allons nous donner une modélisation simple, à partir de la déformation des cellules en compression et en cisaillement, pour essayer de rendre compte du couplage entre force normale et force de frottement, en particulier aux grands enfoncements.

Pour cela, on considère une description géométrique simplifiée de la mousse reprise du modèle de Gioia [116]. On la représente par un réseau de brins cylindriques de rayon r et de longueur l comme montré sur la figure 4.20 (a). On s'intéresse à la cellule élémentaire de la figure 4.20 (b) formée de 4 brins de longueur l connectés en un même point. Par symétrie, on peut se ramener au système de 2 brins de la figure 4.21 (a). Notons bien ici que, contrairement au modèle de Gioia⁵, on prend ici une description très simplifiée du comportement des brins où l'on mène les calculs uniquement en loi d'échelle⁶. Notre modélisation ne rend pas compte du flambement mais simplement d'instabilités élastiques résultant du couplage entre les déformations en flexion et en compression des brins.

On soumet le système précédent à une sollicitation combinée de compression et de cisaillement comme détaillé sur les figures 4.21 (b) et (c). Dans la phase de compression (4.21 (b)), pour simplifier les calculs, on considère que la poutre verticale (1) est indéformable et se translate en restant verticale. Comme l'énergie de flexion ne dépend que de l'angle α que fait le brin (2) avec l'horizontale, on prendra une liaison pivot entre les brins (1) et (2). Le brin (2) restera donc rectiligne mais sera libre de pivoter dans le plan et pourra subir une déformation axiale. On rendra ensuite compte du cisaillement par la flexion du brin (1).

5. Le modèle de Gioia résulte d'un calcul exact fondé dès le départ sur un formalisme de Von Karman et visant à décrire entre autres les phénomènes de flambement des brins aboutissant à la localisation des déformations

6. La modélisation que nous présentons consiste en l'extension au cisaillement d'un sujet de préceptorat de mécanique de l'ESPCI sur la compression des mousses, rédigé par Benoît Roman.

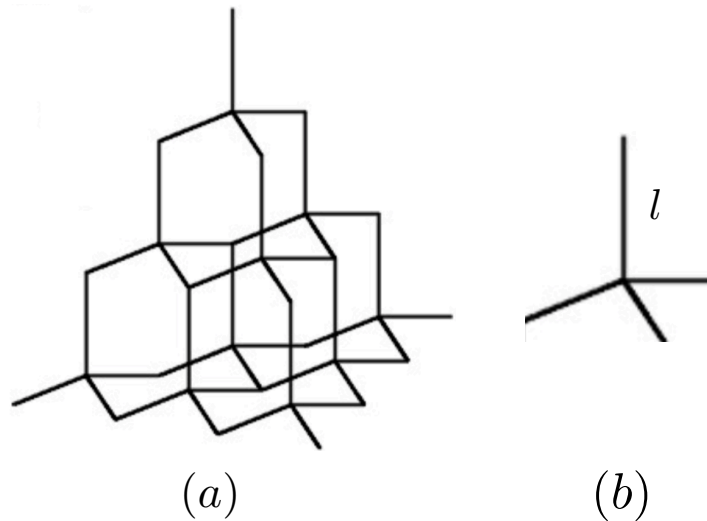


FIGURE 4.20 – (a) Modélisation de la structure de la mousse (b) Cellule élémentaire formée de 4 brins de longueur l et de rayon r connectés en un point. Par symétrie, on se ramènera au système de deux brins montré dans la figure 4.20. Adapté de [116].

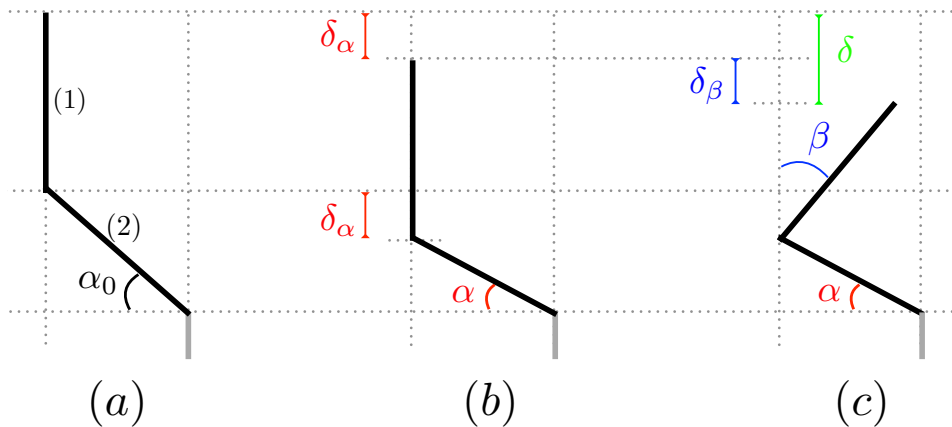


FIGURE 4.21 – Système de deux brins indicés (1) et (2) modélisant la réponse d'une cellule pendant le frottement sous compression et cisaillement combinés. (a) A l'instant initial, la cellule est au repos et le brin (2) forme un angle α_0 avec l'horizontale (b) La cellule subit une compression simple. Le brin (1) supposé indéformable se translate de δ_α , ce qui fait que le brin (2) subit une compression (sa longueur diminue) et une flexion pour faire un angle α avec l'horizontale. (c) Sous cisaillement, le brin (1) entre en flexion et fait un angle β avec la verticale. Le déplacement induit est δ_β .

L'énergie élastique totale U_{el} du système constitué des deux brins s'écrit comme la somme de l'énergie de compression du brin (2) et des énergies de flexion des brins (1) et (2).

$$U_{el} = \frac{1}{2} \pi E r^2 l \left(\frac{\cos \alpha_0}{\cos \alpha} - 1 \right)^2 + \pi E \frac{r^4}{l} \left((\alpha - \alpha_0)^2 + \beta^2 \right) \quad (4.19)$$

Pour le premier terme, le brin (2) passe d'une longueur l à une longueur l' telle que $l' \cos \alpha = l \cos \alpha_0$ d'où $\frac{l' - l}{l} = \frac{\cos \alpha_0}{\cos \alpha} - 1$. Pour le second terme, pour les petites déformations, le moment de flexion d'une poutre cylindrique de longueur l et de rayon r est $\sim EI \frac{\delta}{l^2}$ avec le moment quadratique $I = \frac{\pi(2r)^4}{64}$ et δ la translation de l'extrémité due au cisaillement. Pour avoir l'énergie associée à la flexion, il suffit de multiplier le moment par l'angle de flexion.

En posant $U_0 = \frac{1}{2} \pi E r^2 l$ et le rapport d'aspect du brin $\eta = \frac{r}{l}$, on obtient

$$\frac{U_{el}}{U_0} = \left(\frac{\cos \alpha_0}{\cos \alpha} - 1 \right)^2 + 2\eta^2 \left((\alpha - \alpha_0)^2 + \beta^2 \right) \quad (4.20)$$

L'inclinaison des brins due à la compression (δ_α) et au cisaillement (δ_β) (voir figure 4.21) conduit à un déplacement total $\delta = \delta_\alpha + \delta_\beta$ qui s'écrit

$$\frac{\delta}{l} = \underbrace{\frac{\sin \alpha_0 - \sin \alpha}{\cos \alpha}}_{\text{compression}} + \underbrace{\frac{1 - \cos \beta}{\sin \beta}}_{\text{cisaillement}} \quad (4.21)$$

A partir du déplacement, on peut calculer la force normale F_N :

$$F_N = \frac{dU}{d\delta} \quad (4.22)$$

$$= - \underbrace{\frac{2 U_0}{l \cos \alpha} \left[\left(\frac{\cos \alpha_0}{\cos \alpha} - 1 \right) \frac{\cos \alpha_0}{\cos^2 \alpha} \sin \alpha + 2\eta^2 (\alpha - \alpha_0) \right]}_{\text{compression}} + \underbrace{\frac{U_0}{l \sin \beta} 4\eta^2 \beta}_{\text{cisaillement}} \quad (4.23)$$

Nous avons vu dans les figures 4.2 et 4.3 que les déformations en compression et en cisaillement se distribuaient de manière plutôt uniforme dans le derme. Nous pouvons alors écrire

$$\frac{\Delta z}{h_A^0} = \frac{\delta}{l} \quad (4.24)$$

et

$$\frac{\Delta x}{h_A^0} = \tan \beta \quad (4.25)$$

avec Δz l'enfoncement, Δx le déplacement à l'interface dû au cisaillement et h_A^0 l'épaisseur de l'anneau.

Réponse en compression pure ($\beta = 0$)

Vérifions d'abord si ce modèle simpliste rend bien compte du comportement des mousses en compression uniaxiale observé au chapitre 2 figure 2.4. On enlève donc tous les termes dus au cisaillement. Pour chaque valeur de α , on obtient la valeur de l'enfoncement associé grâce à l'inversion de l'équation (4.21) avec le terme de cisaillement mis à 0 :

$$\alpha = \arcsin \left(\sin \alpha_0 - \frac{\Delta z}{h_A^0} \right) \quad (4.26)$$

On trace ainsi la force normale F_N en fonction de la compression nominale $\frac{\Delta z}{h_A^0}$. On prend pour r et l les valeurs mesurées au chapitre 2 §2.1.1, à savoir $r = \frac{t}{2} = 0.1$ mm et $l = 0.88$ mm, ce qui donne un rapport d'aspect $\eta = 0.11$. Les résultats sont présentés en figure 4.22.

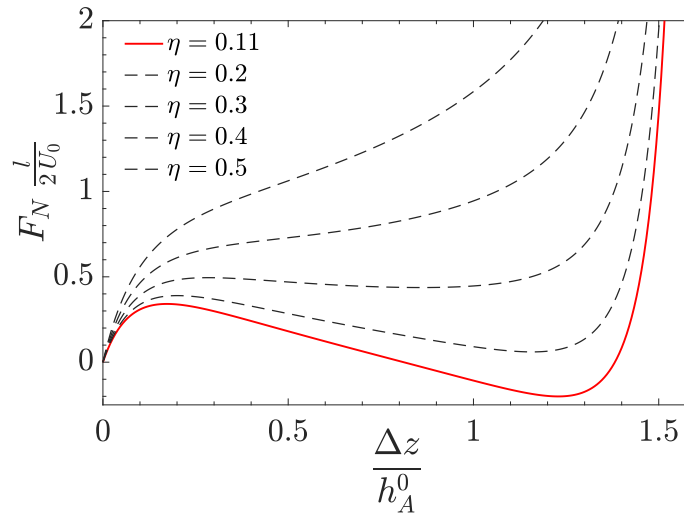


FIGURE 4.22 – Courbe simulée de la force normale en suivant le modèle détaillé précédemment ($\alpha_0 = \frac{\pi}{4}$). En rouge, le rapport d'aspect η correspondant aux valeurs de r et l mesurées expérimentalement, en pointillés des rapports d'aspect de valeurs supérieures à titre de comparaison.

Le modèle heuristique reproduit qualitativement la phénoménologie du comportement des mousses en compression uniaxiale avec ses trois domaines : zones linéaire, de plateau et de densification. Comme celui de Gioia et al, il prévoit qu'en-dessous d'une valeur critique η_c du rapport d'aspect, la force normale présente un maximum local qui est la marque d'une instabilité liée au flambement⁷. Nous allons pouvoir aller plus loin en élargissant ce modèle à la prise en compte du cisaillement.

7. Pour plus d'interprétations physiques sur ce modèle en compression pure (localisation des déformations dans un bloc de mousse soumis à une compression simple, analogie avec la physique des transitions de phase), le lecteur est invité à se reporter directement à l'article de Gioia et al [116].

Couplage avec le cisaillement ($\beta \neq 0$)

L'énergie élastique peut être considérée comme une fonction des variables x et z . L'énergie interne du système s'écrit :

$$dU = dU_{el} - F_N dz - F_T dx \quad (4.27)$$

A l'équilibre on doit avoir

$$F_N = \left. \frac{\partial U_{el}}{\partial z} \right|_x \quad (4.28)$$

$$= \frac{l}{h_A^0} \left. \frac{\partial U_{el}}{\partial \delta} \right|_\beta \quad (4.29)$$

$$= \frac{l}{h_A^0} \left(\frac{\partial \delta}{\partial \alpha} \right)^{-1} \left. \frac{\partial U_{el}}{\partial \alpha} \right|_\beta \quad (4.30)$$

et

$$F_T = \left. \frac{\partial U_{el}}{\partial x} \right|_z \quad (4.31)$$

$$= \frac{l}{h_A^0 \cos \beta} \left. \frac{\partial U_{el}}{\partial \beta} \right|_\delta \quad (4.32)$$

$$= \frac{l}{h_A^0 \cos \beta} \left(\frac{\partial U_{el}}{\partial \alpha} \frac{\partial \alpha}{\partial \beta} + \frac{\partial U}{\partial \beta} \right) \quad (4.33)$$

L'additivité des termes de compression et de cisaillement donne donc une force normale qui ne dépend pas de l'angle de cisaillement β . En revanche, il y a un couplage entre compression et cisaillement dans l'expression du déplacement total.

$$F_N = \frac{l}{h_A^0} \frac{dU_N}{d\alpha} \left(\frac{d\delta_\alpha}{d\alpha} \right)^{-1} \quad (4.34)$$

$$F_T = \frac{1}{h_A^0 \cos \beta} \left[-\frac{dU_N}{d\alpha} \left(\frac{d\delta_\alpha}{d\alpha} \right)^{-1} \frac{d\delta_\beta}{d\beta} + \frac{dU_T}{d\beta} \right] \quad (4.35)$$

On en déduit en particulier

$$F_T = \frac{1}{\cos \beta} \left(-F_N \sin \beta + 4 \frac{\eta^2}{h_A^0} U_0 \beta \right) \quad (4.36)$$

soit en utilisant les variables réduites $F_T = \frac{4\eta^2}{h_A^0} U_0 \tilde{F}_T$ et $F_N = \frac{4\eta^2}{h_A^0} U_0 \tilde{F}_N$, il vient

$$\tilde{F}_T = -\tilde{F}_N \tan \beta + \frac{\beta}{\cos \beta} \quad (4.37)$$

On peut donc tracer la courbe de $\tilde{F}_T$ en fonction de $\tilde{F}_N$ pour différentes valeurs de l'enfoncement Δz . En effet, d'après le modèle, on peut remonter pour chaque

enfouissement à la valeur de l'angle α associé en inversant l'équation (4.21), soit

$$\alpha = \arcsin \left(1 - \cos \beta + \sin \alpha_0 - \frac{\Delta z}{h_A^0} \right) \quad (4.38)$$

Notre modèle est un modèle à déformation imposée alors que pour décrire les expériences il faudrait plutôt une condition aux limites en contrainte de cisaillement à l'interface. On contourne cette difficulté en introduisant, à partir de l'équation (4.25) et la courbe de la figure 4.5, une relation phénoménologique *ad hoc* entre la contrainte de cisaillement interfaciale et la déformation en cisaillement dans le derme :

$$\beta = \arctan \left(\kappa \frac{\Delta z}{h_A^0} \right) \quad (4.39)$$

avec κ un coefficient de proportionnalité.

On représente en figure 4.23 le couplage entre force normale et force tangentielle réduites pour des enfouissements allant de 0 à 12 mm par pas de 0.5 mm, avec $\kappa = 0.5$. Les valeurs de r et l prises sont celles du chapitre 2.

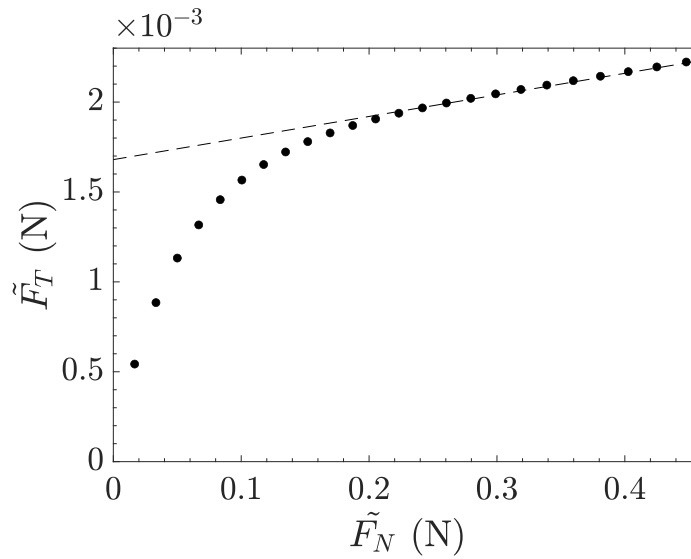


FIGURE 4.23 – Couplage entre force tangentielle et force normale réduites pour différents enfouissements $\Delta z \in [0.5, 12 \text{ mm}]$, avec un pas de 0.5 mm ($\alpha_0 = \frac{\pi}{4}$). On représente en pointillés l'ajustement linéaire obtenu aux grandes forces normales.

Pour les grands enfouissements, on obtient une relation linéaire entre force tangentielle et force normale, comme celle que l'on observe dans la figure 4.18. Avec ce modèle extrêmement simple, dans lequel le cisaillement apparaît uniquement dans l'équation de la déformation normale, on arrive ainsi à rendre compte de la phénoménologie du frottement dans le régime II, à condition de prendre des paramètres *ad hoc*. Le couplage purement géométrique entre force normale et force tangentielle via l'angle de cisaillement donne bien une relation linéaire entre les deux comme observé expérimentalement. Ce modèle a surtout pour but de faire réfléchir aux effets d'une sollicitation combinée de compression et de cisaillement dans le derme

sur le couplage entre force normale et force tangentielle à grands enfoncements. Il n'a pas pour but de rendre compte quantitativement des données expérimentales. D'ailleurs, la pente est faible (environ 4 ordres de grandeur plus faible que celle mesurée expérimentalement). Pour aller plus loin, il faudrait un modèle de frottement permettant de décrire l'évolution de la contrainte de cisaillement avec l'enfoncement.

4.3.3 Pistes d'exploration pour les forces normales négatives aux petits enfoncements

Revenons à la figure 4.18 et au régime I aux petits enfoncements. On observe qu'il y a un effet de l'aire de la surface de frottement : à enfoncement Δz donné, plus l'aire est grande, plus les forces normales ont tendance à être décalées vers des valeurs faibles. D'ailleurs, en-dessous d'un certain enfoncement, on mesure des forces normales négatives. Il faudrait pour approfondir ce point réaliser des expériences de cisaillement sur les anneaux en faisant varier la géométrie et l'enfoncement dans la continuité des expériences préliminaires présentées en annexe D. De prime abord, tout laisse à penser qu'il s'agirait d'un effet de "contractance"⁸ : en cisillant à déplacement vertical imposé des blocs de mousse collés entre deux substrats rigides, on observe la génération de forces normales négatives concomitamment à l'augmentation du cisaillement. On peut penser que ce phénomène s'explique par des effets purement géométriques dans les régimes de grandes déformations que l'on considère.

4.3.4 Bilan

Nous avons mis en évidence deux régimes de réponse en frottement en fonction de l'enfoncement Δz de l'anneau, séparés par un enfoncement critique $\Delta z^* = 1.5 \text{ mm}$: un régime aux petits enfoncements ($\Delta z \leq \Delta z^*$) et un régime aux grands enfoncements ($\Delta z \geq \Delta z^*$). En analysant la localisation des déformations à l'intérieur de l'anneau grâce à la corrélation d'images, nous avons montré que ces deux régimes de frottement sont intimement liés à la déformation de la matrice cellulaire de la mousse. En effet, pour les petits enfoncements, seul un épiderme de cellules à l'interface est déformé. Toute la déformation en compression est ainsi concentrée dans une épaisseur de taille cellulaire. Quant au régime des grands enfoncements, il correspond à l'apparition d'une déformation en compression dans le reste du volume de mousse sous-jacent que nous avons appelé derme. La déformation en cisaillement est quant à elle répartie uniformément dans les deux couches. Nous avons expliqué l'apparition de ces déformations en utilisant les conditions aux limites à l'interface quant à la topologie des brins et à l'existence d'une contrainte de cisaillement à l'interface. Nous avons montré qu'on peut continuer à expliquer le frottement dans le domaine des petits enfoncements par le modèle d'accrochage et de décrochage développé au chapitre 3 à condition de prendre en compte de manière phénoménologique l'augmentation de la force unitaire $\langle f \rangle$. On peut la relier physiquement à la déformation progressive des cellules de l'épiderme. L'étude du

8. Cet effet a été mis en évidence au cours du stage de Paul Fourton.

régime aux grands enfoncements a pointé les limites d'un modèle de frottement qui s'appuie exclusivement sur des événements d'accrochage et de décrochage caractérisés seulement par deux paramètres (densité surfacique et force élémentaire) et a souligné la nécessité d'enrichir cette description en prenant en compte les effets de déformation du massif de mousse. Nous nous sommes ainsi intéressés plus précisément au couplage entre la force de frottement et la déformation de l'anneau, médié par la force normale à l'intérieur du contact. Nous avons observé expérimentalement que, dans le domaine des grands enfoncements, il y avait un couplage linéaire entre la force de frottement et la force normale dont on a pu rendre compte phénoménologiquement en prenant un modèle heuristique de déformation de la structure cellulaire. Il est fort probable que les fluctuations de la force de frottement portent également la signature des effets d'accrochage/décrochage dont on pourrait ainsi avoir accès à la distribution spatiale. Pour enrichir l'étude que nous avons menée, il serait intéressant de faire une étude systématique des fluctuations de la force de frottement dans le régime des grands enfoncements de la même façon qu'on l'a fait pour les petits enfoncements. Cela pourrait peut-être d'ailleurs permettre de discuter précisément de l'indépendance ou non des événements d'accrochage et de décrochage dans ce régime. Nous avons ensuite donné quelques pistes pour comprendre l'origine des forces normales négatives aux petits enfoncements, pistes qui restent à creuser dans la lignée des expériences préliminaires que nous avons déjà menées.

Conclusions et perspectives

Notre travail s'inscrit dans un contexte où la validation de modèles expliquant le frottement à partir d'une intermittence d'événements microscopiques d'accrochage et de décrochage interfaciaux se heurte à l'impossibilité expérimentale de sonder concomitamment les différentes échelles mises en jeu. Une piste de solution consistait à trouver un système dans lequel ces événements microscopiques seraient transposés à méso-échelle, ce qui les rendrait mesurables et observables tout en restant suffisamment nombreux pour que leur statistique soit significative. Dans cette perspective, notre attention s'est portée sur les mousses de polyuréthane à cellules ouvertes. En effet, lorsqu'on fait frotter deux blocs de mousse, on peut observer une assemblée d'événements d'accrochage et de décrochage entre brins et cellules. Le principal enjeu de cette thèse était alors de montrer que les mousses de polyuréthane pouvaient constituer un modèle mésoscopique permettant de décrire, sur des bases statistiques, le lien entre les intermittences du frottement à l'échelle microscopique et la force de frottement mesurée à l'échelle macroscopique.

En premier lieu, nous avons mis en évidence la trace des événements d'accrochage/décrochage précédents dans la mesure macroscopique de la force latérale. Pour ce faire, nous avons mené des expériences préliminaires de frottement, dans une configuration linéaire, entre un patin de mousse et une piste de mousse. Nous avons pu observer qu'en régime stationnaire, la force de frottement est marquée par la présence de fluctuations qui présentent la propriété remarquable d'être déterministes et non stochastiques. Nous en avons conclu qu'elles sont pilotées par des mécanismes physiques d'accrochage/décrochage entre brins et cellules des surfaces en contact et l'histoire récente de frottement. Pour caractériser davantage ces mécanismes, nous avons mesuré, par corrélation de signaux, les longueurs caractéristiques mises en jeu par ces fluctuations, et avons trouvé une échelle spatiale caractéristique correspondant à la taille d'une cellule.

En raison de la réponse mécanique complexe des mousses sous compression et cisaillement, nous avons mis au point un montage original et défini un protocole rigoureux pour l'étude quantitative du frottement des mousses.

Afin d'éviter des effets de bord qui provoquent une distribution inhomogène des efforts au sein du contact, nous avons choisi de travailler avec une configuration de frottement dissymétrique entre un anneau et un disque de mousse. D'une part, l'anneau nous a permis de faire varier la surface de frottement. D'autre part, nous avons pu choisir les dimensions du disque et de l'anneau afin que la non-linéarité de la réponse en compression de la mousse, associée à la différence d'aire entre les deux échantillons, conditionne la localisation des déformations uniquement dans l'anneau.

Nous avons alors défini un protocole de frottement en « départ lancé » qui consiste

à translater l'anneau fixe à la vitesse $v_z = 0.1 \text{ mm s}^{-1}$ contre le disque en rotation à la vitesse $\Omega_z = 5^\circ \text{ s}^{-1}$ jusqu'à l'enfoncement imposé Δz qui caractérise cette localisation. Comme l'enfoncement est un paramètre de contrôle, nous avons mis en place une procédure de détection du contact pour en définir le zéro. Dans le but d'éviter les effets d'endommagement dus au frottement, nous avons pris des couples d'échantillons différents pour renouveler totalement la surface de contact.

Nous avons ainsi pu mesurer le couple moyen de frottement et l'écart-type associé en régime stationnaire. Pour pouvoir comparer quantitativement deux surfaces d'aires différentes, nous avons corrigé les grandeurs précédentes des effets géométriques pour nous ramener à des grandeurs homogènes à des forces. De plus, nous avons vérifié que l'asymétrie des vitesses entre les bords intérieur et extérieur n'entraînait pas de complication supplémentaire en montrant que l'effet de la vitesse sur le frottement était très négligeable.

Afin d'éviter des interactions complexes entre les non-linéarités de la déformation de la mousse et le frottement, nous avons étudié de manière quantitative les fluctuations de la force de frottement dans un régime d'enfoncement où la déformation de l'anneau en compression reste linéaire.

Nous avons ainsi confirmé l'existence d'une statistique d'événements intermittents d'accrochage et de décrochage ayant lieu à l'échelle d'une cellule. Nous avons d'abord vérifié les résultats obtenus en configuration linéaire dans le cas de la configuration cylindrique avant de montrer que la force de frottement est proportionnelle à l'aire de contact. Cela nous a permis de définir une densité surfacique α d'événements d'accrochage et de décrochage interfaciaux.

A partir de là, nous avons montré que l'étude des propriétés statistiques des fluctuations permettait d'avoir accès aux caractéristiques des événements considérés et d'établir un lien entre leur statistique et la phénoménologie macroscopique du frottement.

Tout d'abord, nous avons rendu compte du caractère gaussien de la distribution statistique des fluctuations de la force latérale en faisant l'hypothèse que l'interface de frottement met en jeu un grand nombre d'événements indépendants et identiquement distribués en force (valeur moyenne $\langle f \rangle$), et en appliquant le théorème central limite. Nous en avons tiré un modèle de frottement à deux paramètres, expérimentalement validé, qui relie les grandeurs macroscopiques du frottement (valeur moyenne et écart-type associé) aux grandeurs microscopiques précédentes (densité surfacique d'événements α , force unitaire moyenne $\langle f \rangle$). De plus, après avoir mis en évidence au travers de simulations les limites rencontrées en cherchant à extraire de ces fluctuations la forme dissymétrique du profil d'interaction (visualisée expérimentalement à la caméra ultrarapide), nous avons montré de manière qualitative que c'est la distribution statistique des fluctuations de la dérivée qui en porte la marque.

Nous avons ensuite cherché à enrichir notre modèle en étudiant l'effet de la déformation du massif de mousse sur les événements d'accrochage et de décrochage. Grâce au suivi des déformations par corrélation d'images pour plusieurs enfoncements imposés Δz , nous avons mis en évidence l'existence de deux domaines de déformation en compression pour la mousse séparés par un enfoncement critique

Δz^* : un régime aux petits enfoncement qui correspond au flambement jusqu'à effondrement d'une rangée de cellules interfaciales et un régime aux grands enfoncements dans lequel cet épiderme est couplé à la déformation du derme sous-jacent. Nous avons montré que ces deux régimes de déformation sont à l'origine de deux régimes de réponse interfaciale en cisaillement. Dans le premier régime, le modèle de frottement à deux paramètres est toujours valable à condition d'y adjoindre une dépendance phénoménologique de la force unitaire à l'enfoncement. Dans le second, nous trouvons que ce modèle n'est plus pertinent et qu'il existe par ailleurs un couplage linéaire de type coulombien entre la déformation du massif de mousse et la réponse interfaciale. Nous en avons rendu compte de manière qualitative en établissant un modèle heuristique sur la base d'instabilités élastiques résultant du couplage entre les déformations en flexion et en compression des brins.

Notre travail a cependant soulevé de nombreuses questions qui mériteraient des développements supplémentaires. Celles-ci émergent essentiellement de la constatation que le modèle à deux paramètres que nous avons élaboré ne suffit pas à rendre compte du frottement dans le régime des grands enfoncements où ce dernier semble dépendre de manière complexe de la géométrie de l'interface et de la compression de l'anneau.

Se pose, d'une part, la question de l'indépendance de ces événements. On peut imaginer qu'il existe entre eux des couplages qui les rendent plus complexes que ce que nous avons pu considérer jusqu'ici. Ceci devrait se manifester par un écart au caractère gaussien de la distribution statistique des fluctuations de la force de frottement. Pour le vérifier, il faudrait en faire l'étude de manière systématique, comme nous l'avons fait dans le régime des petits enfoncements. De plus, les échelles mises en jeu dans les fluctuations devraient dans ce cas être modifiées. Il serait donc utile de prolonger l'étude expérimentale de la densité spectrale de puissance des fluctuations au domaine des grands enfoncements. D'abord, celle-ci pourrait nous donner accès, par transformée de Fourier inverse, à la fonction d'autocorrélation des fluctuations. En outre, au regard de l'étude préliminaire que nous avons menée, on peut aussi espérer qu'elle nous mène à la forme de l'interaction associée à un événement via les exposants de la ou les lois de décroissance. L'enrichissement des simulations de frottement que nous avons développées permettrait d'ailleurs une meilleure compréhension des caractéristiques que délivre la densité spectrale de puissance. La principale limitation de ces simulations réside dans le désordre de la répartition spatiale des événements que nous avons introduite de manière inadéquate (perturbation d'un réseau cristallin) et que nous pourrions corriger, en premier lieu, en utilisant une méthode de pavage de la surface du type de celle de Voronoï.

D'autre part, il s'agit encore de comprendre l'origine des effets de couplage entre la déformation de l'anneau et la réponse en cisaillement. Le modèle heuristique que nous avons développé pour le domaine des grands enfoncements pourrait être enrichi en développant un modèle prenant en compte directement le flambement. On pourrait par exemple adopter l'approche de Haghpanah et al. [117] qui ont étudié la résistance au flambement de structures cellulaires 2D de différentes formes (carrée, triangulaire et hexagonale) sous un état de contrainte macroscopique biaxial, avec

des calculs analytiques de stabilité des conformations. En outre, rien n'explique encore à ce stade les forces négatives obtenues dans le régime des petits enfoncements et l'effet conjoint de la géométrie dont on ne trouve aucune trace dans la réponse en cisaillement. En première approche, on peut expliquer ce phénomène par un effet de "contractance" de la mousse d'origine purement géométrique. Pour répondre à cette question, il faudrait poursuivre le travail amorcé en annexe **D** et faire émerger les paramètres géométriques pertinents (effet du rapport d'aspect ? effet d'aire ? de rayon moyen ?).

En tous cas, malgré les incertitudes qui persistent, nous avons montré que les mécanismes d'accrochage/décrochage mis en jeu dans les mousses d'élastomères peuvent constituer un modèle mésoscopique des intermittences du frottement à partir duquel on peut espérer valider des modèles microscopiques de frottement déjà existants tout en les enrichissant à partir de mesures expérimentales. Ce modèle est d'autant plus prometteur qu'on peut envisager d'utiliser, et même de synthétiser, des mousses aux propriétés physico-chimiques différentes afin de réaliser des interfaces capables de simuler une grande variété de contacts différents. Une meilleure compréhension des mécanismes dissipatifs interfaciaux et de leurs conséquences sur la phénoménologie macroscopique du frottement permettrait ainsi à l'avenir de concevoir et de réaliser des surfaces aux propriétés de frottement contrôlées, par diverses techniques de microfabrication (lithographie, imprimante 3D...).

Annexe A

Capteur de force normale

Il n'existe pas de capteur de force normale commercial pour lequel il y a un découplage entre la mesure de force normale et les sollicitations en cisaillement. Nous avons pour cela développé le capteur spécifique que nous présentons ci-après.

Ce capteur est constitué d'une cellule-bouton de charge intégrée dans un dispositif quadrilame élastique que l'on peut observer en vue de dessus sur la figure A.1. Les quatre lames en aluminium permettent de découpler l'axe z des axes x et y . En effet, on a une grande raideur en $x - y$ et de la souplesse en z .

Le support de l'anneau est vissé à la partie central du dispositif qui est retenue par les quatre lames élastiques et donc mobile par rapport au reste. La cellule-bouton de charge est insérée dans son logement qui se situe sous la partie centrale au centre du dispositif (voir figure A.2). Lors d'une sollicitation en compression, la partie centrale vient comprimer la cellule-bouton de charge, ce qui permet de mesurer la force normale associée.

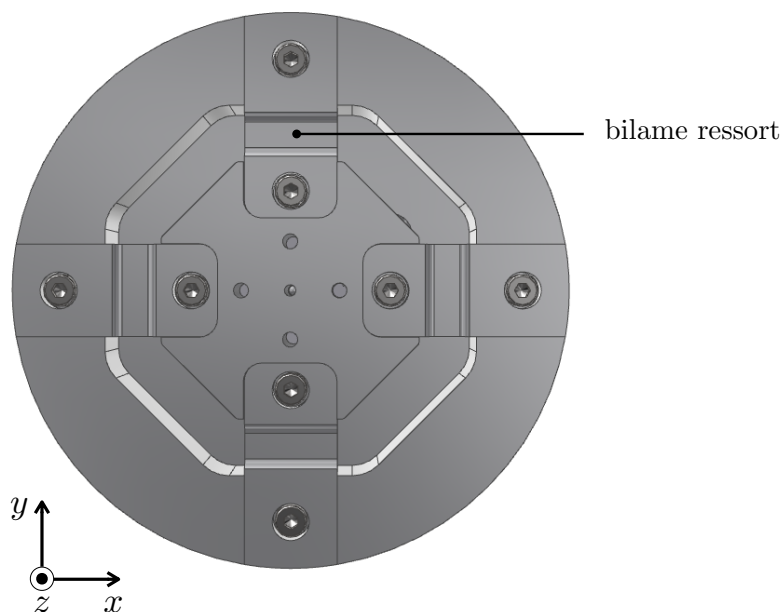


FIGURE A.1 – Vue de dessus du dispositif quadrilame dans lequel est intégrée la cellule-bouton de charge. Les quatre pas de vis de la partie centrale permettent la fixation du support de l'anneau dans le dispositif de frottement en rotation (voir figure 2.7)

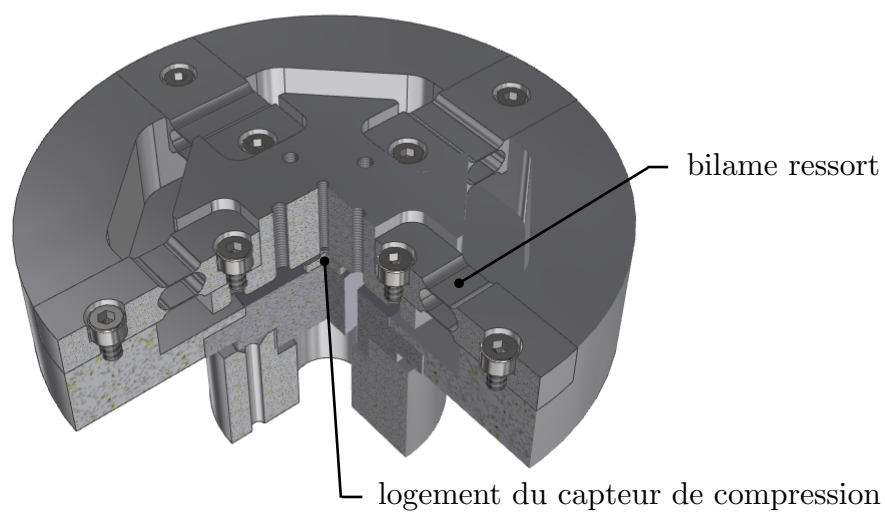


FIGURE A.2 – Eclaté du dispositif quadrilame, vu sur le côté. Le logement du capteur de compression se situe sous la partie centrale mobile, ce qui permet de le solliciter en compression.

Annexe B

Partition des déformations entre disque et anneau

Pour étudier la partition des déformations entre l'anneau et le disque en compression uniaxiale, on compare les réponses en compression du disque seul et de l'anneau seul à la réponse du système série anneau/disque. Pour évaluer la raideur d'indentation du disque par l'anneau de mousse, on indente le disque par un anneau de PMMA. On présente les courbes force/déplacement obtenues dans la figure B.1.

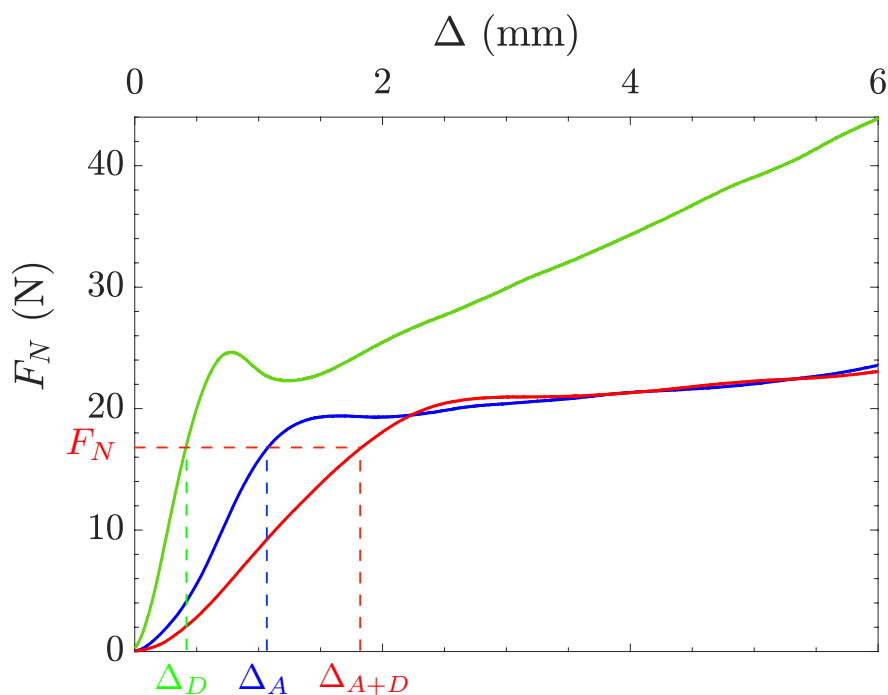


FIGURE B.1 – Dans la géométrie A3, courbes force-déplacement du système anneau/disque (en rouge), de l'anneau seul en compression contre une plaque de PMMA (en bleu), du disque seul indenté par un anneau de PMMA (en vert).

On retrouve le comportement en compression décrit dans le chapitre 2 §2.1.2 : pour les trois systèmes, on met en évidence le domaine élastique et la non-linéarité, ici en représentation force/déplacement.

Le régime élastique peut être caractérisé dans cette représentation par la raideur. On mesure respectivement pour le disque et l'anneau les raideurs $k_D = 49(1) \text{ kN m}^{-1}$ et $k_A = 23(1) \text{ kN m}^{-1}$, qui sont reliées au module d'Young E par $k = E \frac{A}{h^0}$. Le disque est donc bien plus raide que l'anneau. De plus, l'anneau atteint son régime de plateau pour une force normale plus faible que dans le cas du disque et pour un déplacement Δ^* plus grand. On vérifie d'ailleurs bien que $\Delta_A^* = \epsilon_A^* h_A^* = 1.5 \text{ mm}$. La courbe de compression du système anneau/disque nous donne les valeurs de force normale atteintes dans le contact au cours de la compression. Le régime linéaire est caractérisé par une raideur $k_{A+D} = 12.5(4) \text{ kN m}^{-1}$. Pour voir comment se répartissent les déformations entre l'anneau et le disque, il suffit de regarder, pour une force normale dans le contact donnée associée à une déformation du système anneau/disque Δ_{A+D} , à quelle déformation du disque Δ_D et de l'anneau Δ_A cela correspond (voir figure B.1). Dans le domaine linéaire de la réponse en compression du système anneau/disque, le disque étant beaucoup plus raide que l'anneau, on observe qu'il est beaucoup moins déformé que ce dernier pour une force normale donnée. A la fin de ce régime, le disque est indenté de moins de 0.5 mm. On observe ensuite que la force normale dans le contact anneau/disque reste fixée à la valeur de la force seuil correspondant au plateau de l'anneau. A partir de là, la déformation du disque reste constante et c'est bien l'anneau qui encaisse toute la déformation du système, l'indentation du disque étant négligeable. Nous vérifions bien que ce résultat montré sur le couple d'échantillons A3 est aussi vrai pour toutes les géométries de couple anneau/disque¹.

Nous avons donc montré que la localisation des déformations se fait dans l'anneau à cause de sa raideur plus petite que celle du disque et de son seuil de non-linéarité plus bas. Le déplacement imposé Δz est donc encaissé par l'anneau, ce qui fait qu'on peut définir de manière univoque (quelle que soit la géométrie du couple anneau/mousse) une déformation en compression nominale de l'anneau comme $\frac{\Delta z}{h_A^0}$ avec h_A^0 l'épaisseur de l'anneau.

Pour bien comprendre la partition des déformations entre l'anneau et le disque, donnons-nous une modélisation physique en représentant le système anneau/disque comme deux raideurs en série, celle de l'anneau en compression k_A et celle du disque en indentation k_D . L'anneau et le disque ont pour hauteur à vide respectives (h_A^0 et h_D^0 , pour seuil en force respectifs pour le plateau non-linéaire F_A^* et F_D^* et pour déformations respectives Δ_A et Δ_D . On notera Δ la déformation totale. On a donc

$$\begin{aligned}\Delta_i &= h_i^0 - h_i \\ \Delta &= \Delta_A + \Delta_D\end{aligned}$$

Les deux mousses en contact sont analogues à deux ressorts en série, elles sont soumises à la même force normale F . Dans le régime linéaire, on doit avoir :

$$\Delta_i = \frac{F}{k_i}$$

1. La mesure des déformations de l'anneau et du disque est entachée d'erreur car, comme on l'a déjà remarqué, il faut prendre en compte la mise en contact des deux surfaces autour de $\Delta = 0$. Néanmoins, l'erreur de mesure sur les différents déplacements n'excède pas 0.5 mm, ce qui ne change absolument pas la phénoménologie expliquée.

$$\Delta_A = \frac{k_D}{k_A + k_D} \Delta$$

$$\Delta_D = \frac{k_A}{k_A + k_D} \Delta$$

C'est bien le moins raide entre l'anneau et le disque qui se déforme le plus. La fin du régime linéaire est atteinte lorsque la condition suivante est remplie pour l'un des deux échantillons :

$$\Delta_i = \Delta_i^* = \frac{F_i^*}{k_i}$$

Comme $\frac{F_A^*}{k_A} < \frac{F_D^*}{k_D}$, la condition sera d'abord remplie par l'anneau. Ce seuil sera atteint pour une valeur du déplacement total :

$$\Delta^* = \left(\frac{1}{k_A} + \frac{1}{k_D} \right) F_A^*$$

Pour un déplacement total imposé supérieur, la force reste figée à F_A^* et donc la déformation du disque reste fixée à celle qu'elle avait au seuil (régime linéaire), c'est l'anneau qui encaisse toute la déformation à partir de là :

$$\Delta_D = \frac{F_A^*}{k_D} = \frac{k_A}{k_A + k_D} \Delta^*$$

$$\Delta_A = \frac{F_A^*}{k_A} + \Delta - \Delta^* = \frac{-k_A}{k_A + k_D} \Delta^* + \Delta$$

Si on continue encore l'enfoncement, on atteint le seuil de densification de l'anneau, la raideur devient alors très grande et c'est le disque qui va encaisser la déformation, d'abord élastiquement, puis en flambement, tout comme l'a déjà fait l'anneau.

Annexe C

Programme MATLAB de la simulation numérique du frottement anneau contre disque

Nous présentons ici le programme MATLAB décrit au chapitre 3 §3.4.2 pour la simulation d'une expérience de frottement entre un disque et un anneau de mousse.

```
%=====
%Paramètres géométriques macroscopiques de la mousse
%=====
Re=63e-3; %en m
Ri=47e-3; %en m
deltaR=(Re-Ri)/2; %en m
R=(Re+Ri)/2; %en m
S=pi*(Re^2-Ri^2); %en m2
rho1=R*(1+deltaR^2/(3*R^2)); %en m

%=====
%Paramètres de frottement microscopique
%=====
%STRUCTURE
dcell=1.8e-3; %en m %distance intercellulaire
dint=0.5e-3 %longueur moyenne d'interaction
%modulation gaussienne des positions
sigma_cell=0.2*dcell;
sigma_int=0.6*dint;
%INTERACTION
fmax=3e-3; % en N
q=3; %exposant pour le profil de la force

%=====
%distribution des obstacles
%=====
%DISTRIBUTION RADIALE
Rayini=(Ri+dcell/2)+dcell*[0:1:floor((Re-Ri)/dcell)]; %valeur des rayons en partant de l'intérieur
Rayini=Rayini.';
nmax=floor(2*pi/dcell*Rayini)+1; %nombre de points pour chaque couronne de rayon Rayini
nmax=nmax.';
N=length(Rayini);
M=max(nmax);
```



```

%DISTRIBUTION ANGULAIRE
%STATOR
%position des centres d'interaction
B=zeros(N, M);
for i=1:(N);
    shiftang=random('uniform',0,2*pi); %pour que chaque couronne ne parte pas de la même position
    angulaire
    for j=1:M;
        if (j<nmax(i));
            B(i,j)=(j-1)*dcell/Rayini(i)+shiftang;
        else B(i,j)=NaN ;
        end
    end
end
A=Rayini.*(B./B);
A(:,1)=Rayini;
%modulation gaussienne des positions
A=A+normrnd(0,sigma_cell,N,M);
B=B+normrnd(0,sigma_cell,N,M);

%ROTOR
%position des centres d'interactions
E=zeros(N, M);
for i=1:(N);
    shiftang=random('uniform',0,2*pi);
    for j=1:M;
        if (j<nmax(i));
            E(i,j)=(j-1)*dcell/Rayini(i)+shiftang;
        else E(i,j)=NaN ;
        end
    end
end
D=Rayini.*(E./E);
D(:,1)=Rayini;
%modulation gaussienne des positions
D=D+normrnd(0,sigma_cell,N,M);
E=E+normrnd(0,sigma_cell,N,M);

%A chaque centre d'interaction on associe une longueur efficace d'interaction
%STATOR
C=normrnd(dint,sigma_int,N,M);
%ROTOR
F=normrnd(dint,sigma_int,N,M);

figure(1)
polarplot(B,A,'o');
figure(2)
polarplot(E,D,'o');

%=====
%Paramètres d'acquisition
%=====
L= 10e-3; %distance de parcours en m au niveau du rayon moyen
deltaphitot=L/R*180/pi; %angle de rotation en deg
deltaphitotrad=L/R;
omega=5; %vitesse de rotation angulaire deg/s
fL=500e3; %%en m-1
ft=R*omega*pi/180*fL; %fréquence temporelle en Hz
frad=ft/(omega*pi/180);
nbpoints=L*fL +1 ; %+1 pour compter la valeur quand l'angle est nul

```

```
%=====
%Condition radiale d'interaction
%=====
%on regarde les obstacles qui peuvent rentrer en interaction, ie qui appartiennent à la même couronne
congrad=false(N,M,N,M);
for i=1:N ;
    for j=1:M ;
        for l=1:N ;
            for m=1:M ;
                if abs(A(i,j)-D(l,m))<= dcell/2 ;
                    congrad(i,j,l,m)=true;
                end
                deltaphi(i,j,l,m)=2*max(C(i,j),F(l,m))/(A(i,j)+D(l,m)); %taille angulaire de l'interaction en rad
            end
        end
    end
end

%=====
%Frottement
%=====
Phi=0:1/frad:deltaphitotrad ;
G=0; %valeur de récupération pour le couple
for k=1:nbpoints
    k
    for i=1:N ; %pour chaque brin du stator
        for j=1:M ;
            for l=1:N ; %pour chaque brin du rotor
                for m=1:M;
                    if congrad(i,j,l,m) & (abs(mod(Phi(k)+E(i,j)-B(l,m),2*pi))<= 2*deltaphi(i,j,l,m));
                        force= fmax*(1 - ( 1 - (mod(Phi(k)+E(i,j)-B(l,m),2*pi)/(deltaphi(i,j,l,m))))^q) ;
                        G=1/2*(A(i,j)+D(l,m))*force+G;
                    else force=0;
                end
            end
        end
    end
    couple(k)= G;
    G=0;
end

%=====
%Force
%=====
Ft=couple/rho1;
Ftmoy=mean(Ft);
Ft=Ft-Ftmoy;
%abscisse
Phideg=Phi*180/pi; %en degré
dist=Phi*R*1e3; %en mm
temps=Phideg/omega; %en s
```


Annexe D

Expériences préliminaires autour du couplage entre force normale et force tangentielle

Nous présentons ici des expériences préliminaires concernant l'effet de la géométrie du système disque/anneau sur le couplage entre force de frottement et force normale. Ces expériences n'ont pas d'autre dessein que de donner des premières pistes expérimentales à un défrichage plus approfondi. Leur interprétation reste pour le moment encore totalement ouverte.

Effet de la géométrie de l'anneau à aire imposée

On regarde tout d'abord l'effet de la géométrie de l'anneau à aire imposée et épaisseur imposée $h_A^0 = 15 \text{ mm}$. Pour l'anneau d'aire A4, on fait varier les paramètres géométriques R et ΔR , ce qui aboutit notamment à changer le rapport d'aspect de l'anneau $\frac{2\Delta R}{h_A^0}$. On réalise avec chacun des échantillons des expériences de frottement où l'on fait varier l'enfoncement Δz de 0.5 mm à 8 mm. On présente en figure D.3 la contrainte de frottement en fonction de la contrainte normale.

On n'observe aucun effet de la géométrie de l'anneau (les traces sont quasiment superposées) sauf pour l'anneau ($R = 96 \text{ mm}$, $\Delta R = 6 \text{ mm}$). Contrairement aux autres géométries, cette dernière ne présente pas de forces négatives. Elle est d'ailleurs la seule à avoir un rapport d'aspect inférieur à 1.

Effet de l'épaisseur de l'anneau à géométrie imposée

Sur la géométrie d'anneau A3, on réalise des expériences de frottement pour des enfoncements Δz de 0.5 mm à 8 mm en faisant varier l'épaisseur de l'anneau ($h_A^0 = 5 \text{ mm}$ et $h_A^0 = 15 \text{ mm}$).

On n'observe des force négatives que pour l'épaisseur d'anneau la plus faible.

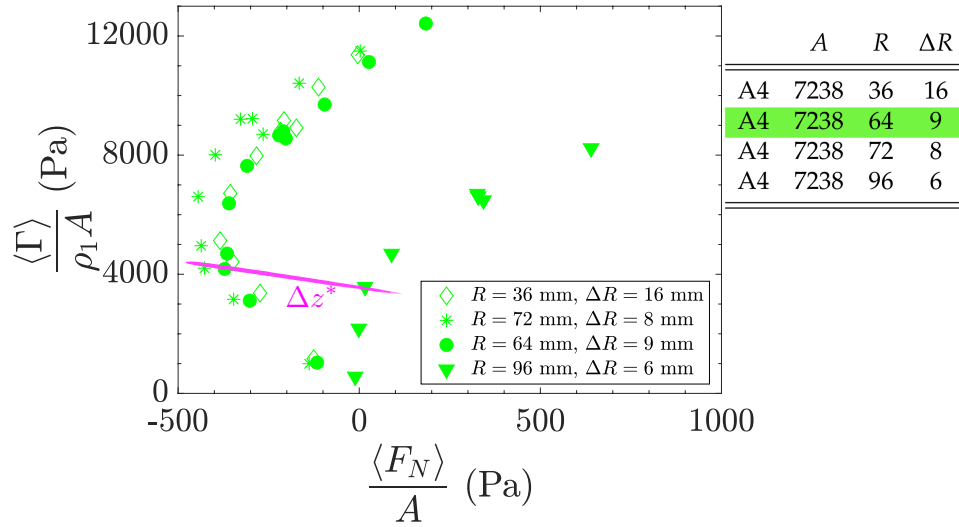


FIGURE D.1 – Contrainte de frottement en fonction de la contrainte normale pour différentes géométries d’anneaux dont l’aire est imposée constante (A4). Les grandeurs du tableau sont exprimées en mm.

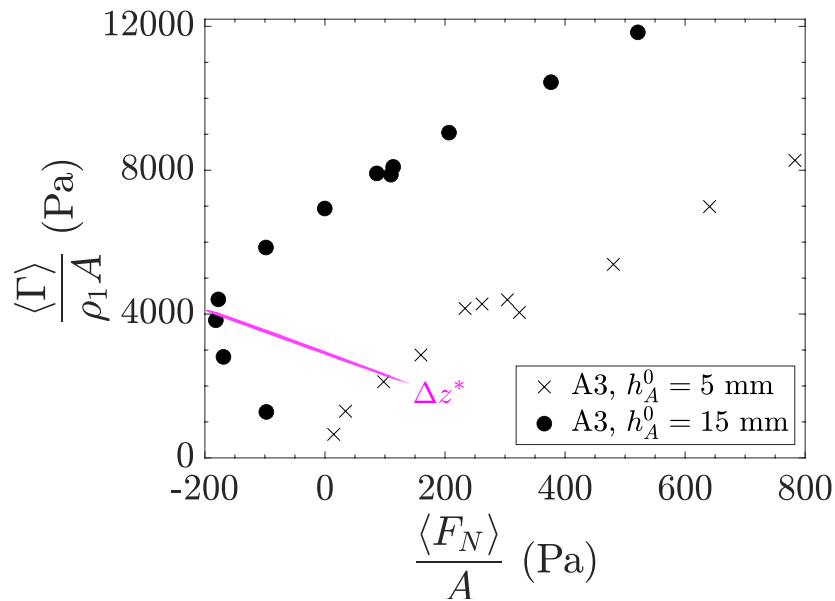


FIGURE D.2 – Contrainte de frottement en fonction de la contrainte normale pour la même géométrie d’anneau A3 en faisant varier l’épaisseur de l’anneau.

Effet de l’épaisseur du disque à géométrie d’anneau imposée

Pour les deux géométries d’anneau A1 et A4, on réalise des expériences de frottement dans lesquelles on fait varier l’épaisseur du disque. On fait varier l’enfoncement Δz de 0.5 mm à 8 mm.

L’épaisseur du disque ne semble pas avoir de réelle influence sur le couplage entre force normale et force de frottement.

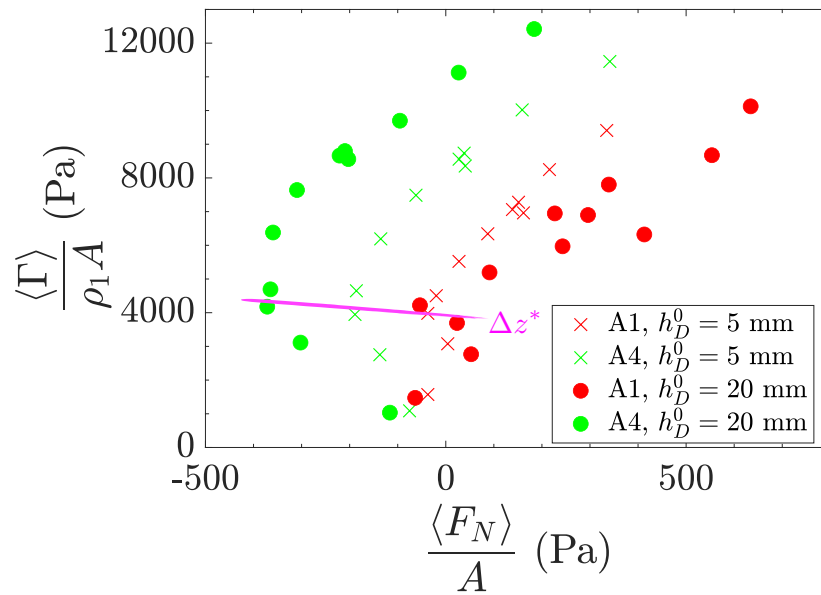


FIGURE D.3 – Contrainte de frottement en fonction de la contrainte normale pour les géométries d’anneau A1 et A4 en faisant varier l’épaisseur du disque ($h_D^0 = 5$ mm et $h_D^0 = 20$ mm)

Bibliographie

- [1] B. N. J. Persson and N. D. Spencer. Sliding friction : Physical principles and applications. *Physics Today*, 52(1) :66–68, January 1999.
- [2] G. W. Stachowiak. *Engineering Tribology*. Elsevier, 2014.
- [3] A.I. Vakis et al. Modeling and simulation in tribology across scales : An overview. *Tribology International*, 125 :169 – 199, 2018.
- [4] M. Urbakh, J. Klafter, D. Gourdon, and J. Israelachvili. The nonlinear nature of friction. *Nature*, 430(6999) :525–528, July 2004.
- [5] V. Bormuth, V. Varga, J. Howard, and E. Schaffer. Protein friction limits diffusive and directed movements of kinesin motors on microtubules. *Science*, 325(5942) :870–873, August 2009.
- [6] C. H. Scholz. Earthquakes and friction laws. *Nature*, 391(6662) :37–42, January 1998.
- [7] E. G. Daub and J. M. Carlson. Friction, fracture, and earthquakes. *Annual Review of Condensed Matter Physics*, 1(1) :397–418, August 2010.
- [8] 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, May 2012.
- [9] K. Holmberg, P. Andersson, and A. Erdemir. Global energy consumption due to friction in passenger cars. *Tribology International*, 47 :221 – 234, 2012.
- [10] J. Scheibert, S. Leurent, A. Prevost, and G. Debregeas. The role of fingerprints in the coding of tactile information probed with a biomimetic sensor. *Science*, 323(5920) :1503–1506, March 2009.
- [11] A. Klöcker, M. Wiertelowski, V. Théate, V. Hayward, and J. L. Thonnard. Physical factors influencing pleasant touch during tactile exploration. *PLoS ONE*, 8(11) :e79085, November 2013.
- [12] B. Bhushan. Nanotribology and nanomechanics of MEMS/NEMS and BioMEMS/BioNEMS materials and devices. *Microelectronic Engineering*, 84(3) :387–412, March 2007.
- [13] S. Ma, M. Scaraggi, D. Wang, X. Wang, Y. Liang, W. Liu, D. Dini, and F. Zhou. Nanoporous substrate-infiltrated hydrogels : a bioinspired regenerable surface for high load bearing and tunable friction. *Advanced Functional Materials*, 25(47) :7366–7374, November 2015.
- [14] Y. Desplanques. Amontons-coulomb friction laws, a review of the original manuscript. *SAE International Journal of Materials and Manufacturing*, 8(1) :98–103, September 2014.

- [15] J. F. Archard. Elastic deformation and the laws of friction. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences*, 243(1233) :190–205, December 1957.
- [16] J. A. Greenwood and J. B. P. Williamson. Contact of nominally flat surfaces. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences*, 295(1442) :300–319, December 1966.
- [17] F. Bowden and D. Tabor. *The friction and lubrication of solids*. Clarendon Press Oxford University Press, Oxford New York, 2001.
- [18] D. T. Nguyen, E. Wandersman, A. Prevost, Y. Le Chenadec, Christian Fretigny, and Antoine Chateauminois. Non-Amontons-Coulomb local friction law of randomly rough contact interfaces with rubber. *EPL (Europhysics Letters)*, 104(6) :64001, December 2013.
- [19] 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, jul 2008.
- [20] V. L. Popov, L. Voll, Q. Li, Y. S. Chai, and M. Popov. Generalized law of friction between elastomers and differently shaped rough bodies. *Scientific Reports*, 4(1), January 2014.
- [21] M. H. Müser et al. Meeting the contact-mechanics challenge. *Tribology Letters*, 65(4), August 2017.
- [22] G. Binnig, C. F. Quate, and Ch. Gerber. Atomic force microscope. *Physical Review Letters*, 56(9) :930–933, March 1986.
- [23] J. N. Israelachvili. Adhesion forces between surfaces in liquids and condensable vapours. *Surface Science Reports*, 14(3) :109–159, February 1992.
- [24] R. W. Carpick and M. Salmeron. Scratching the surface : fundamental investigations of tribology with atomic force microscopy. *Chemical Reviews*, 97(4) :1163–1194, June 1997.
- [25] L. Prandtl. Ein Gedankenmodell zur kinetischen Theorie der festen Körper. *ZAMM - Zeitschrift für Angewandte Mathematik und Mechanik*, 8(2) :85–106, 1928.
- [26] G.A. Tomlinson. A molecular theory of friction. *Philosophical Magazine and Journal of Science*, 7(46) :905–939, June 1929.
- [27] T. Kontorova and J. Frenkel. On the theory of plastic deformation and twinning. II. *Zh. Eksp. Teor. Fiz.*, 8 :1340–1348, 1938.
- [28] Y. Mo, K. T. Turner, and I. Szlufarska. Friction laws at the nanoscale. *Nature*, 457(7233) :1116–1119, February 2009.
- [29] A. Vanossi, N. Manini, M. Urbakh, S. Zapperi, and E. Tosatti. Modeling friction : from nano to meso scales. 12 2011.
- [30] M. H. Müser, M. Urbakh, and M. O. Robbins. Statistical mechanics of static and low-velocity kinetic friction. In *Advances in Chemical Physics*, pages 187–272. John Wiley & Sons, Inc., March 2003.
- [31] E. Meyer, T. Gyalog, R. M. Overney, and K. Dransfeld. *Nanoscience : Friction and Rheology on the Nanometer Scale*. WORLD SCIENTIFIC, December 1998.

- [32] S. N. Medyanik, W. K. Liu, I. H. Sung, and R. W. Carpick. Predictions and observations of multiple slip modes in atomic-scale friction. *Phys. Rev. Lett.*, 97 :136106, Sep 2006.
- [33] A. Socoliuc, R. Bennewitz, E. Gnecco, and E. Meyer. Transition from stick-slip to continuous sliding in atomic friction : Entering a new regime of ultralow friction. *Phys. Rev. Lett.*, 92 :134301, Apr 2004.
- [34] S. Yu. Krylov, J. A. Dijksman, W. A. van Loo, and J. W. M. Frenken. Stick-slip motion in spite of a slippery contact : Do we get what we see in atomic friction? *Physical Review Letters*, 97(16), October 2006.
- [35] Z. Tshiprut, A. E. Filippov, and M. Urbakh. Effect of tip flexibility on stick-slip motion in friction force microscopy experiments. *Journal of Physics : Condensed Matter*, 20(35) :354002, aug 2008.
- [36] M. Porto, M. Urbakh, and J. Klafter. Atomic scale engines : Cars and wheels. *Physical Review Letters*, 84(26) :6058–6061, June 2000.
- [37] V. L. Popov. Nanomachines : Methods to induce a directed motion at nanoscale. *Physical Review E*, 68(2), August 2003.
- [38] O. Dudko, G. Hummer, and A. Szabo. Intrinsic rates and activation free energies from single-molecule pulling experiments. *Physical Review Letters*, 96(10), March 2006.
- [39] M. G. Rozman, M. Urbakh, J. Klafter, and F. J. Elmer. Atomic scale friction and different phases of motion of embedded molecular systems. *The Journal of Physical Chemistry B*, 102(41) :7924–7930, October 1998.
- [40] V. Zaloj, M. Urbakh, and J. Klafter. Modifying friction by manipulating normal response to lateral motion. *Phys. Rev. Lett.*, 82 :4823–4826, Jun 1999.
- [41] M. A. Lantz, D. Wiesmann, and B. Gotsmann. Dynamic superlubricity and the elimination of wear on the nanoscale. *Nature Nanotechnology*, 4(9) :586–591, August 2009.
- [42] A. Socoliuc. Atomic-scale control of friction by actuation of nanometer-sized contacts. *Science*, 313(5784) :207–210, July 2006.
- [43] D. S. Fisher. Threshold behavior of charge-density waves pinned by impurities. *Physical Review Letters*, 50(19) :1486–1489, May 1983.
- [44] D. S. Fisher. Sliding charge-density waves as a dynamic critical phenomenon. *Physical Review B*, 31(3) :1396–1427, February 1985.
- [45] Y. Ishimori and T. Munakata. Kink dynamics in the discrete sine-gordon system a perturbational approach. *Journal of the Physical Society of Japan*, 51(10) :3367–3374, October 1982.
- [46] H. J. Mikeska. Solitons in a one-dimensional magnet with an easy plane. *Journal of Physics C : Solid State Physics*, 11(1) :L29–L32, January 1977.
- [47] B. A. Ivanov. Mesoscopic antiferromagnets : statics, dynamics, and quantum tunneling (review). *Low Temperature Physics*, 31(8) :635–667, August 2005.
- [48] I. F. Lyuksyutov, A.G. Naumovets, and V.L. Pokrovsky. *Two-dimensional crystals*. Academic Press, Boston, 1992.

- [49] O. M. Braun and Y. S. Kivshar. Nonlinear dynamics of the frenkel–kontorova model. *Physics Reports*, 306(1-2) :1–108, December 1998.
- [50] J.E. Hammerberg, B.L. Holian, J. Röder, A.R. Bishop, and S.J. Zhou. Nonlinear dynamics and the problem of slip at material interfaces. *Physica D : Nonlinear Phenomena*, 123(1-4) :330–340, November 1998.
- [51] J. Krim, D. H. Solina, and R. Chiarello. Nanotribology of a kr monolayer : A quartz-crystal microbalance study of atomic-scale friction. *Physical Review Letters*, 66(2) :181–184, January 1991.
- [52] D.A. Rigney and J.P. Hirth. Plastic deformation and sliding friction of metals. *Wear*, 53(2) :345–370, April 1979.
- [53] M. G. Rozman, M. Urbakh, and J. Klafter. Stick-slip motion and force fluctuations in a driven two-wave potential. *Physical Review Letters*, 77(4) :683–686, July 1996.
- [54] M. G. Rozman, M. Urbakh, and J. Klafter. Origin of stick-slip motion in a driven two-wave potential. *Physical Review E*, 54(6) :6485–6494, December 1996.
- [55] C. Drummond and J. Israelachvili. Dynamic phase transitions in confined lubricant fluids under shear. *Physical Review E*, 63(4), March 2001.
- [56] C. Drummond, J. Israelachvili, and P. Richetti. Friction between two weakly adhering boundary lubricated surfaces in water. *Physical Review E*, 67(6), June 2003.
- [57] A. Schallamach. A theory of dynamic rubber friction. *Wear*, 6(5) :375 – 382, 1963.
- [58] M. K. Chaudhury. Rate-dependent fracture at adhesive interface. *The Journal of Physical Chemistry B*, 103(31) :6562–6566, August 1999.
- [59] H. Eyring. The activated complex in chemical reactions. *The Journal of Chemical Physics*, 3(2) :107–115, February 1935.
- [60] A. Ghatak, K. Vorvolakos, H. She, D. L. Malotky, and M. K. Chaudhury. Interfacial rate processes in adhesion and friction. *The Journal of Physical Chemistry B*, 104(17) :4018–4030, May 2000.
- [61] K. A. Grosch. The relation between the friction and visco-elastic properties of rubber. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences*, 274(1356) :21–39, June 1963.
- [62] Y. B. Chernyak and A. I. Leonov. On the theory of the adhesive friction of elastomers. *Wear*, 108(2) :105–138, March 1986.
- [63] A. Singh and V. Juvekar. Steady dynamic friction at elastomer–hard solid interface : A model based on population balance of bonds. *Soft Matter*, 7 :10601–10611, 11 2011.
- [64] J. Gong and Y. Osada. Gel friction : A model based on surface repulsion and adsorption. *The Journal of Chemical Physics*, 109(18) :8062–8068, November 1998.
- [65] S. Yashima, N. Takase, T. Kurokawa, and J. Gong. Friction of hydrogels with controlled surface roughness on solid flat substrates. *Soft Matter*, 10(18) :3192–3199, March 2014.

- [66] K. Vorvolakos and M. K. Chaudhury. The effects of molecular weight and temperature on the kinetic friction of silicone rubbers. *Langmuir*, 19(17) :6778–6787, August 2003.
- [67] A. Schallamach. Recent advances in knowledge of rubber friction and tire wear. *Rubber Chemistry and Technology*, 41(1) :209–244, March 1968.
- [68] F. Hild and S. Roux. Digital image correlation : from displacement measurement to identification of elastic properties - a review. *Strain*, 42(2) :69–80, May 2006.
- [69] 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), February 2013.
- [70] 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), October 2008.
- [71] K. Brörmann, I. Barel, M. Urbakh, and R. Bennewitz. Friction on a microstructured elastomer surface. *Tribology Letters*, 50(1) :3–15, September 2012.
- [72] L. M. Mariani, C. M. Esposito, and P. J. Angiolillo. Observations of stick-slip friction in Velcro®. *Tribology Letters*, 56(2) :189–196, September 2014.
- [73] N. Pugno. Velcro® nonlinear mechanics. *Applied Physics Letters*, 90, 03 2007.
- [74] T. Yamaguchi, T. Sugawara, M. Takahashi, K. Shibata, K. Moriyasu, T. Nishiwaki, and Kazuo Hokkirigawa. Effect of porosity and normal load on dry sliding friction of polymer foam blocks. *Tribology Letters*, 66(1), January 2018.
- [75] J. C. Berthier. Polyuréthanes purs. 2009.
- [76] J. Bikard. Fabrication des mousses en polyuréthane. *Techniques de l'ingénieur Plasturgie : procédés spécifiques aux composites*, 2009.
- [77] W. Y. Jang, A. M. Kraynik, and S. Kyriakides. On the microstructure of open-cell foams and its effect on elastic properties. *International Journal of Solids and Structures*, 45(7) :1845 – 1875, 2008.
- [78] O. Doutres, N. Atalla, and K. Dong. A semi-phenomenological model to predict the acoustic behavior of fully and partially reticulated polyurethane foams. *Journal of Applied Physics*, 113(5) :054901, February 2013.
- [79] L. Gong, S. Kyriakides, and W. Y. Jang. Compressive response of open-cell foams. Part I : Morphology and elastic properties. *International Journal of Solids and Structures*, 42(5) :1355 – 1379, 2005.
- [80] I. J. Gibson and M. F. Ashby. The mechanics of three-dimensional cellular materials. *Proceedings of the Royal Society of London. A. Mathematical and Physical Sciences*, 382(1782) :43–59, July 1982.
- [81] L. Gong and S. Kyriakides. Compressive response of open cell foams. Part II : Initiation and evolution of crushing. *International Journal of Solids and Structures*, 42(5) :1381 – 1399, 2005.
- [82] G. Del Piero and G. Pampolini. The influence of viscosity on the response of open-cell polymeric foams in uniaxial compression : experiments and theoretical model. *Continuum Mechanics and Thermodynamics*, 24(3) :181–199, January 2012.

- [83] G. Pampolini and M. Raous. Nonlinear elasticity, viscosity and damage in open-cell polymeric foams. *Archive of Applied Mechanics*, 84(12) :1861–1881, July 2014.
- [84] Chris Marone. Laboratory-derived friction laws and their application to seismic faulting. *Annual Review of Earth and Planetary Sciences*, 26(1) :643–696, May 1998.
- [85] 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.
- [86] T. Baumberger, P. Berthoud, and C. Caroli. Physical analysis of the state- and rate-dependent friction law. II. dynamic friction. *Physical Review B*, 60(6) :3928–3939, August 1999.
- [87] P. Berthoud and T. Baumberger. Shear stiffness of a solid–solid multicontact interface. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 454(1974) :1615–1634, June 1998.
- [88] J. H. Dieterich and B. Kilgore. Implications of fault constitutive properties for earthquake prediction. *Proceedings of the National Academy of Sciences*, 93(9) :3787–3794, April 1996.
- [89] F. Heslot, T. Baumberger, B. Perrin, B. Caroli, and C. Caroli. Creep, stick-slip, and dry-friction dynamics : Experiments and a heuristic model. *Physical Review E*, 49(6) :4973–4988, June 1994.
- [90] Ruina. Slip instability and state variable friction laws. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 88(B12) :10359–10370, December 1983.
- [91] J. M. Carlson and A. A. Batista. Constitutive relation for the friction between lubricated surfaces. *Physical Review E*, 53(4) :4153–4165, April 1996.
- [92] M. Bornert, F. Hild, J. J. Orteu, and S. Roux. Digital image correlation. In *Full-Field Measurements and Identification in Solid Mechanics*, pages 157–190. John Wiley & Sons, Inc., December 2012.
- [93] M. A. Sutton, W. J. Wolters, W. H. Peters, W. F. Ranson, and S. R. McNeill. Determination of displacements using an improved digital correlation method. *Image and Vision Computing*, 1(3) :133–139, August 1983.
- [94] S. Yoneyama. Basic principle of digital image correlation for in-plane displacement and strain measurement. *Advanced Composite Materials*, 25(2) :105–123, January 2016.
- [95] M. Bornert, P. Doumalin F. Brémand and, J. C. Dupré, M. Fazzini, M. Grédiac, F. Hild, S. Mistou, J. Molimard, J.-J. Orteu, L. Robert, Y. Surrel, P. Vacher, and B. Wattrisse. Addendum to : Assessment of digital image correlation measurement errors : Methodology and results [experimental mechanics 49(3)]. *Experimental Mechanics*, 57(9) :1515–1515, February 2013.
- [96] D. Wang and J. E. Mottershead. Measurement precision and spatial resolution with kriging digital image correlation. *Strojniški vestnik - Journal of Mechanical Engineering*, 62(7-8) :419–429, 2016.
- [97] V. Tuninetti, G. Gilles, V. Péron-Lühers, and A.M. Habraken. Compression test for metal characterization using digital image correlation and inverse modeling. *Procedia IUTAM*, 4 :206–214, 2012.

- [98] A. Fathi, J. H. Keller, and V. Altstaedt. Full-field shear analyses of sandwich core materials using digital image correlation (DIC). *Composites Part B : Engineering*, 70 :156–166, March 2015.
- [99] R. Bracewell and P. B. Kahn. The Fourier transform and its applications. *American Journal of Physics*, 34(8) :712–712, August 1966.
- [100] A. Satoh. Typical properties of colloidal dispersions calculable by molecular-microsimulations. In *Introduction to Molecular-Microsimulation of Colloidal Dispersions*, pages 153–159. Elsevier, 2003.
- [101] R. K. Pathria and P. D. Beale. Statistical mechanics of interacting systems : The method of cluster expansions. In *Statistical Mechanics*, pages 299–343. Elsevier, 2011.
- [102] J. Honerkamp. *Statistical Physics*. Springer Berlin Heidelberg, 2002.
- [103] I. Diaconu, D. Dorohoi, and F. Topoliceanu. Electrostriction of a polyurethane elastomer-based polyester. *IEEE Sensors Journal*, 6(4) :876–880, Aug 2006.
- [104] A. C. Berry. The accuracy of the gaussian approximation to the sum of independent variates. *Transactions of the American Mathematical Society*, 49(1) :122–122, January 1941.
- [105] M. B. Weissman. $\frac{1}{f}$ noise and other slow, non exponential kinetics in condensed matter. *Reviews of Modern Physics*, 60(2) :537–571, April 1988.
- [106] P. Horowitz. *The art of electronics*. Cambridge University Press, New York, NY, USA, 2015.
- [107] J. F. Doyle. Beam structures. In *Static and Dynamic Analysis of Structures*, pages 37–65. Springer Netherlands, 1991.
- [108] E. Ogam, A. Wirgin, S. Schneider, Z.E.A. Fella, and Y. Xu. Recovery of elastic parameters of cellular materials by inversion of vibrational data. *Journal of Sound and Vibration*, 313(3-5) :525–543, June 2008.
- [109] M. W. D. Van Der Burg, V. Shulmeister, E. Van Der Geissen, and R. Marissen. On the linear elastic properties of regular and random open-cell foam models. *Journal of Cellular Plastics*, 33(1) :31–54, January 1997.
- [110] K. Li, X. L. Gao, and G. Subhash. Effects of cell shape and strut cross-sectional area variations on the elastic properties of three-dimensional open-cell foams. *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, 54 :783–806, 04 2006.
- [111] A.P. Roberts and E.J. Garboczi. Elastic properties of model random three-dimensional open-cell solids. *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, 50(1) :33–55, January 2002.
- [112] P. M. Chaikin and T. C. Lubensky. *Principles of Condensed Matter Physics*. Cambridge University Press, June 1995.
- [113] C. M. Wang, J. N. Reddy, and K. H. Lee. *Shear Deformable Beams and Plates*. Elsevier, 2000.
- [114] J. O. Bird and P. J. Chivers. Friction. In *Newnes Engineering and Physical Science Pocket Book*, pages 235–237. Elsevier, 1993.
- [115] B. K. Behera and P. K. Hari. Friction and other aspects of the surface behavior of woven fabrics. In *Woven Textile Structure*, pages 230–242. Elsevier, 2010.

- [116] G. Gioia, Y. Wang, and A. M. Cuitiño. The energetics of heterogeneous deformation in open-cell solid foams. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 457(2009) :1079–1096, May 2001.
- [117] B. Haghpanah, J. Papadopoulos, D. Mousanezhad, H. Nayeb-Hashemi, and A. Vaziri. Buckling of regular, chiral and hierarchical honeycombs under a general macroscopic stress state. *Proceedings of the Royal Society A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 470(2167) :20130856, July 2014.

RÉSUMÉ

La description physique du frottement reste encore un sujet largement ouvert. Une des difficultés du problème est d'obtenir des informations sur les mécanismes dissipatifs mis en jeu à l'interface. Ceux-ci se déroulent généralement à des échelles spatiales et temporelles inaccessibles à l'observation (interactions entre micro-aspérités de surfaces rugueuses, adsorption/désorption de molécules à l'interface, etc. . .). Dans le cadre de ce projet, l'objectif est de contourner ces difficultés en nous intéressant à un système mésoscopique modèle, la mousse d'élastomère. Ces mousses présentent à leur surface des structures hétérogènes faites de brins et de boucles capables de s'enchevêtrer, selon un mécanisme semblable à celui à l'œuvre dans le Velcro. Nous avons montré que ces enchevêtrements produisent une augmentation sensible du frottement, par l'intermédiaire d'événements locaux d'accrochage/décrochage que l'on peut ici mesurer individuellement. Des résultats préliminaires confirment ainsi l'importance de ces contributions locales instationnaires à la force de frottement. Le travail proposé repose sur des expériences de frottement où les mesures des forces et de leur dynamique seront associées à des techniques d'imagerie et d'analyse d'images permettant de mesurer les déplacements locaux associés aux mécanismes d'accrochage/décrochage des brins. Les résultats expérimentaux nous permettront de développer un modèle théorique décrivant sur des bases statistiques les relations entre les mécanismes d'accrochage des sous-structures et le comportement mécanique d'interfaces frottantes. A partir de ce travail de compréhension des mécanismes fondamentaux contrôlant le frottement, on peut envisager de concevoir et de réaliser des surfaces aux propriétés de frottement contrôlées par diverses techniques de microfabrication (lithographie, imprimante 3D. . .).

MOTS CLÉS

Friction, mousses solides, statistique, accrochage/décrochage.

ABSTRACT

Friction remains a challenging issue. The key reason for the limitations encountered by experimental physicists is a lack of information at short time/space scales, where most of the dissipation occurs, and which is believed to drive the macroscopic behaviour. This PhD project offers to unlock some of these points by means of a novel model system: elastomeric foams with cells and dangling struts at the foam interfaces. Indeed, our preliminary results indicate that elastomeric foams exhibit remarkable friction properties, mainly due to the entanglement of the cells. In steady state, a "Velcro-like" or hook and loop effect arises, continuously causing a dissipation which contributes to the friction force. From this, the objective is to link the statistics of the now-sizable pinning/depinning events across the sliding interface to the force fluctuations measured macroscopically. We will develop a physical description of the friction process. From the knowledge gained on the interplay between the texture of solid surfaces and macroscopic frictional behaviour, we will design new architected materials with controlled frictional properties.

KEYWORDS

Friction, solid foams, statistics, pinning/depinning.