Mousse de polyuréthane

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.

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 $T_g \simeq -50\,°\mathrm{C}$.
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).

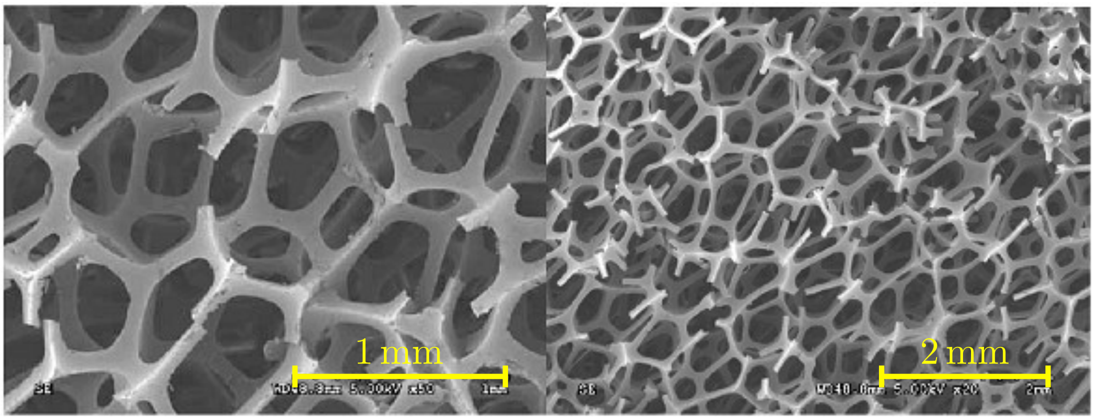


FIGURE 2.1 – Clichés de la mousse polyester uréthane Foampartner Regicell 30 PPI obtenus par microscopie électronique à balayage (*MEB*). *Remerciements à Bruno Bresson.*

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 chaines 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 :

$$d_r = \frac{\rho}{\rho_s} \tag{2.1}$$

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 :

$$\phi = 1 - d_r \tag{2.2}$$

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

Kraynik et al. [77] ont fait une étude approfondie de la structure des mousses de polyuéthane 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.

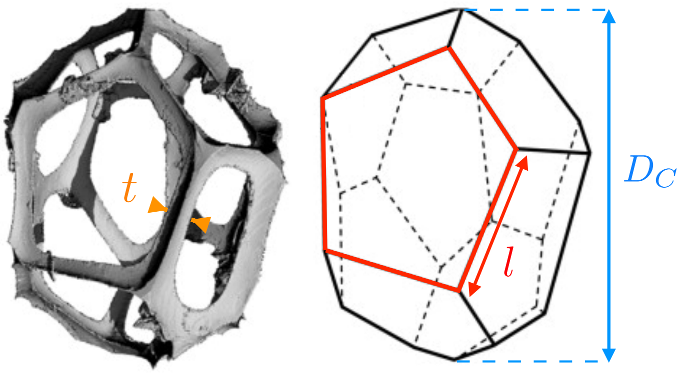


FIGURE 2.2 – Adaptée de [77]. Cellule (diamètre D_C) extraite d'une image de tomographie à rayons X sur une mousse de polyester uréthane (à gauche) et son squelette (à droite) illustrant sa géométrie polyédrique irrégulière allongée dans la *rise direction*. En rouge, un des pores de la cellule (diamètre 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 µm − 1600 µm) 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 $D_P = 0.94(18)$ 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 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 $D_C \sim 2.5$ 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 $t = 0.20(2)$ mm et $l = 0.88(21)$ 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.

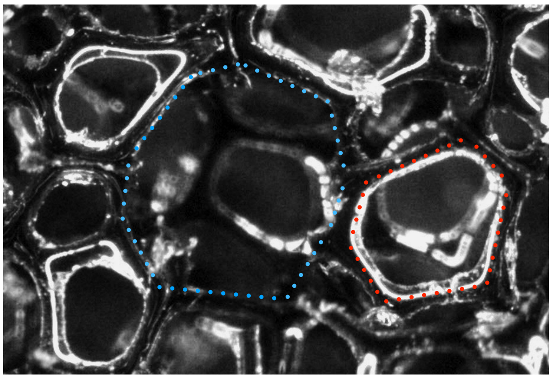


FIGURE 2.3 – Visualisation de la surface de la mousse. On observe deux types de taille : celle d'un pore D_P (rouge) et celle d'une cellule D_C (bleu).

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 $v_z = 0.1\,\mathrm{mm\,s^{-1}}$ 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).

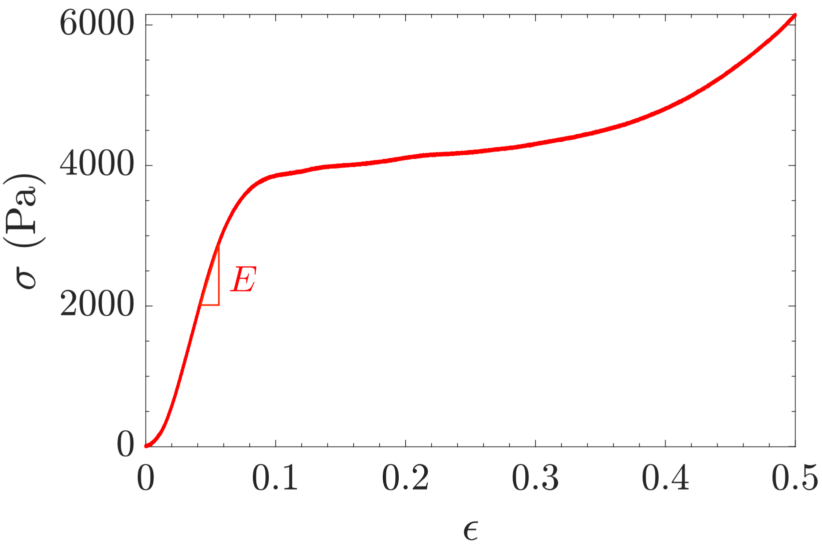


FIGURE 2.4 – Courbe contrainte/déformation d'un disque de mousse de rayon 93 mm en compression uniaxiale à la vitesse $v_z = 0.1\,\mathrm{mm\,s^{-1}}$.

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 $E \simeq 70\,\mathrm{kPa}$. Ce régime aboutit à un plateau atteint pour une contrainte seuil $\sigma^* \simeq 3.8\,\mathrm{kPa}$ 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.

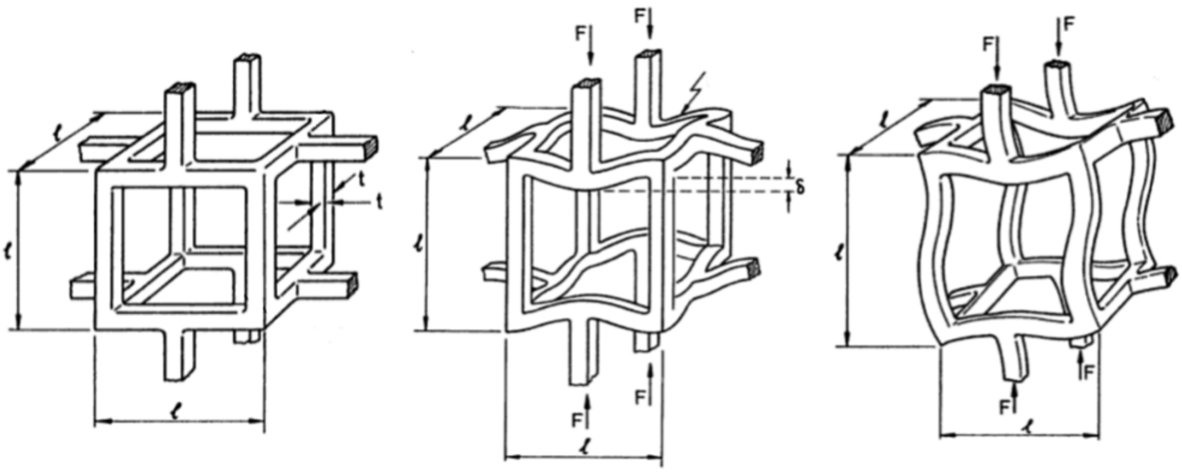
La réponse en compression est directement reliée à la déformation de la microstructure de la mousse. Pour en rendre compte, le modèle le plus simple est celui de Gibson et Ashby [80]. On le présente ici parce qu'il permet de se faire facilement une idée des mécanismes physiques à l'oeuvre au cours de 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 accomodation des surfaces. Une solution consisterait à prendre comme zéro de déplacement l'extrapolation à force nulle de la partie linéraire 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.



(a) (b) (c)

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 ?

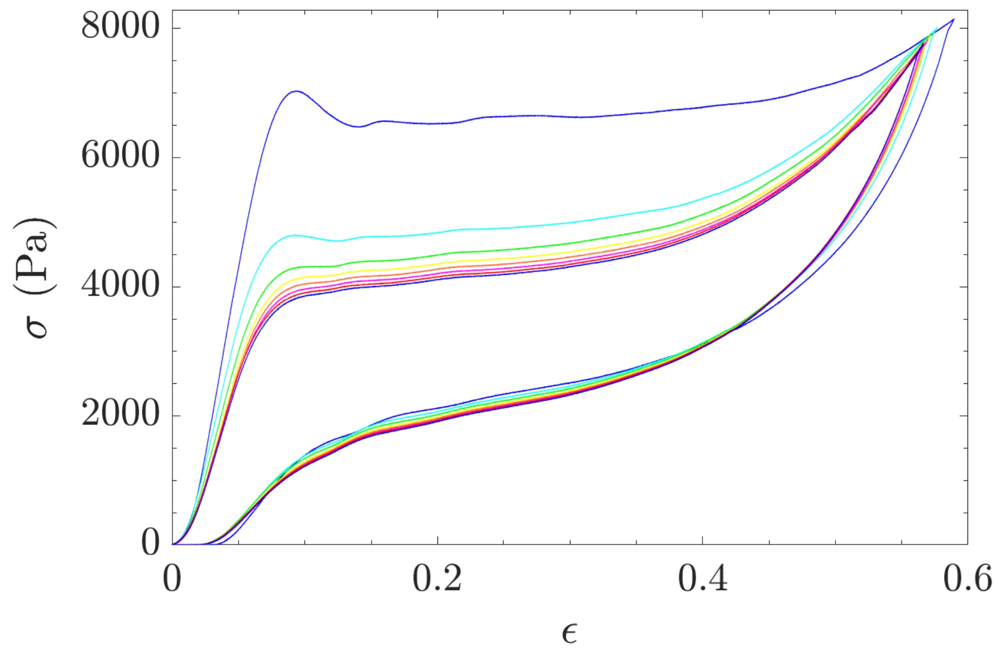


FIGURE 2.6 – Cycles d'hystérésis de compression uniaxiale enchaînés sans temps de repos sur un disque de mousse de rayon 93 mm sollicité à la vitesse $v_z = 0.1\,\mathrm{mm\,s^{-1}}$.

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 $v_z = 0.1\,\mathrm{mm\,s^{-1}}$ 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.

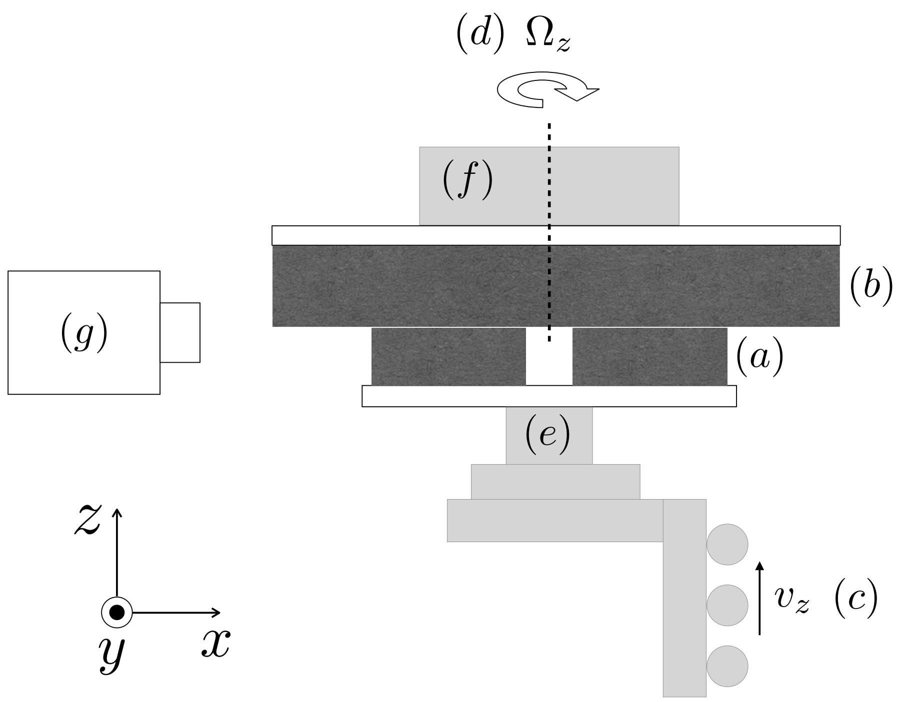


FIGURE 2.7 – (a) Anneau de mousse (b) Disque de mousse (c) Platine de translation à la vitesse v_z (d) Platine de rotation à la vitesse Ω_z (e) Capteur de couple (f) Capteur de force normale (g) Caméra

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 $[0, 10\,\mathrm{V}]$ au moyen d'un amplificateur de charge (Kistler 5015).
Le principal avantage du capteur piézoeléctrique est sa bande passante $(0 - 200\,\mathrm{kHz})$ 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 moyenne [3]. 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 $1\,\mathrm{N}$ entraîne une déviation de moins de $0.05\,\mathrm{mN\,m}$ du couple mesuré. Compte tenu des efforts de compression appliqués sur nos échantillons qui sont au maximum de $5\,\mathrm{N}$, 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 $1\,\mathrm{N\,m}$ correspondant aux valeurs typiques de couple mesuré. La dérive mesurée est de $8 \times 10^{-6}\,\mathrm{N\,m\,s^{-1}}$. 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 Wheatstone [4] 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 boitier 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 mousse [5]. 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 contact [6]. 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	$\dfrac{R_e + R_i}{2}$	R
Demi-largeur de l'anneau	$\dfrac{R_e - R_i}{2}$	ΔR
Aire A	$\pi\left(R_e^2 - R_i^2\right)$	$4\,\pi\,R\,\Delta R$

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 5[7]. L'épaisseur des anneaux est de $h_A^0 = 15\,\mathrm{mm}$.

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 $h_D^0 = 20\,\mathrm{mm}$.
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 $\epsilon_D \leqslant 0.05$, 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 $\epsilon_A \leqslant 0.1$. 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 grands [8].

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 $v_z = 0.1\,\text{mm}\,\text{s}^{-1}$ 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.

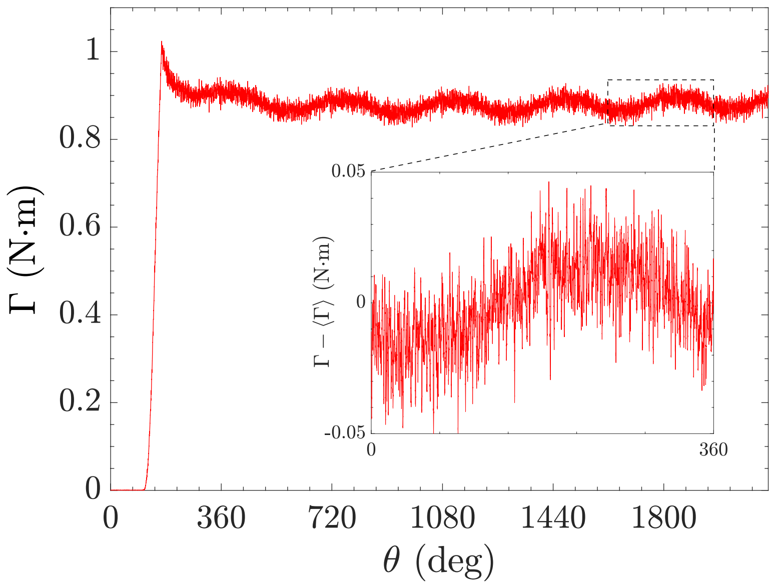


FIGURE 2.8 – Signal de force de frottement typique obtenu avec le protocole de départ lancé en fonction de la position angulaire relative de l'anneau et du disque θ (aire A3, $\Delta z = 1$ mm). En détails, la partie du signal en régime stationnaire sur laquelle on étudie la statistique des fluctuations, 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 échantillons [9]. 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 manière [10].

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 ($R = 55\,\mathrm{mm}, \Delta R = 8\,\mathrm{mm}$) 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 $0.7\,\mathrm{N\,m\,mm^{-1}}$. Quant à σ_Γ, on observe qu'il augmente linéairement avec le couple (donc avec la position du contact) d'environ $6 \times 10^{-3}\,\mathrm{N\,m\,N^{-1}\,m^{-1}}$. 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.

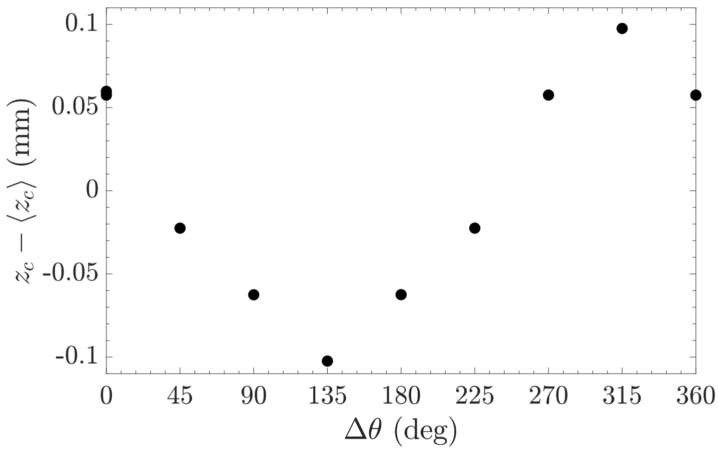


FIGURE 2.9 – Distribution des mesures de position du contact en fonction de la position angulaire initiale relative de l'anneau et du disque $\Delta\theta$.

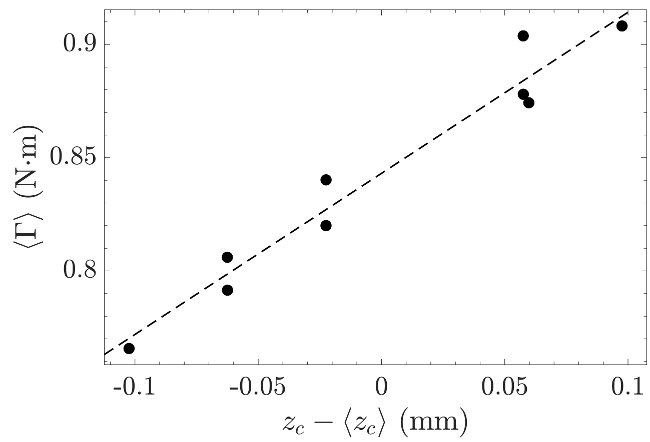


FIGURE 2.10 – Effet du repérage de la position du contact sur la force moyenne en régime stationnaire.

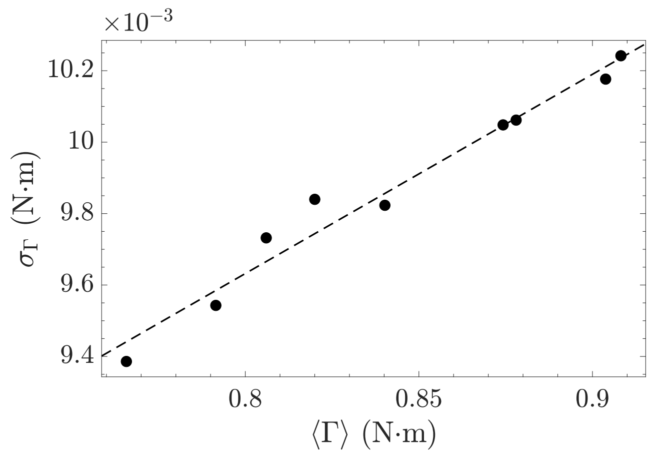


FIGURE 2.11 – Evolution de l'écart-type du couple en régime stationnaire filtré des fluctuations périodiques de 360° en fonction du couple moyen associé.

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 $0.5\,^\circ\,\mathrm{s}^{-1}$ à $15\,^\circ\,\mathrm{s}^{-1}$ et on mesure la valeur moyenne du couple en régime stationnaire sur 10 réalisations de contact différentes entre anneau ($R = 55\,\mathrm{mm}$, $\Delta R = 8\,\mathrm{mm}$) 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) 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 $\Omega_z = 5\,^\circ\,\mathrm{s}^{-1}$, qui permet d'avoir un temps raisonnable pour les expériences sans trop solliciter la platine de rotation dont la vitesse limite est de $16\,^\circ\,\mathrm{s}^{-1}$.

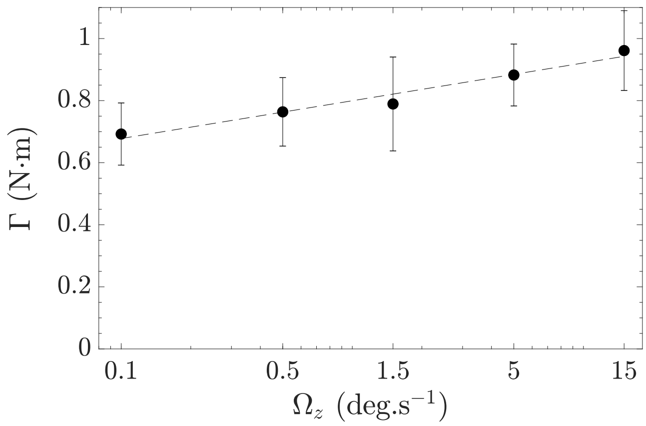


FIGURE 2.12 – Croissance logarithmique du couple de frottement en régime stationnaire $\langle\Gamma\rangle$ avec la vitesse de rotation Ω_z.

Corrections liées à la configuration rotationnelle

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

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

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 :

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

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

et la variance associée :

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

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

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

— la force de frottement $\dfrac{\langle\Gamma\rangle}{\rho_1}$

— l'écart-type de la force de frottement $\dfrac{\sigma_\Gamma}{\rho_2}$

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, ΔR) 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 $\dfrac{\langle\Gamma\rangle}{\rho_1}$ et l'écart-type $\dfrac{\sigma_\Gamma}{\rho_2}$ 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.

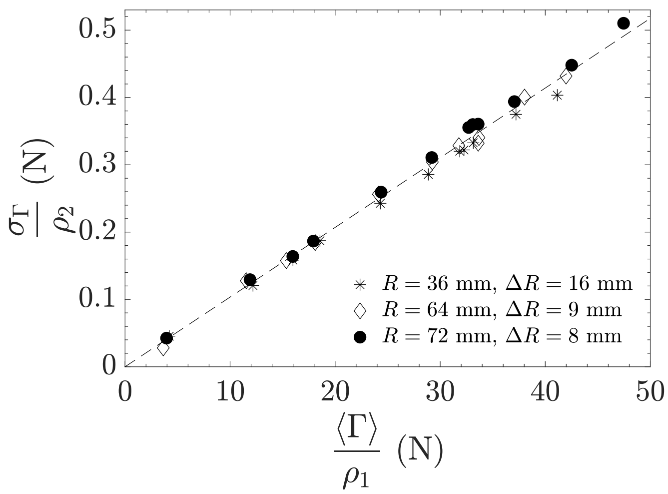


FIGURE 2.13 – Ecart-type de la force en fonction de la force moyenne dans des expériences de frottement réalisées sur 3 géométries d'anneaux (R, ΔR) différentes mais de surfaces d'aires égales, en faisant varier Δz. Les grandeurs ρ_1 et ρ_2 permettent de s'affranchir des effets de géométrie dus à la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

Vieillissement 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.

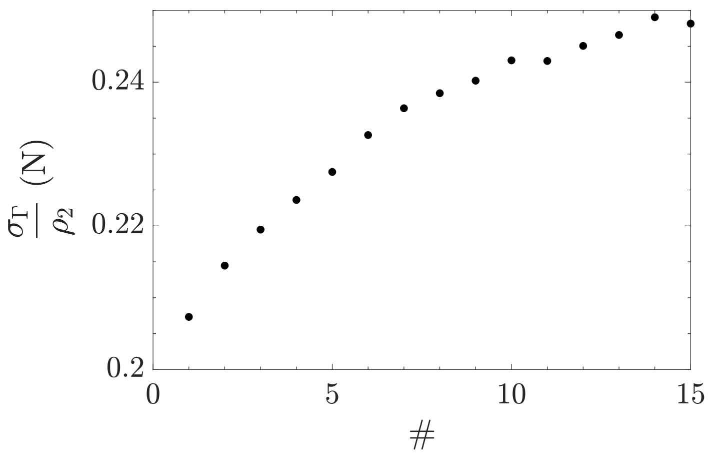


FIGURE 2.14 – Pour un couple anneau/disque ($R = 55$ mm, $\Delta R = 8$ mm) sollicité à $\Delta z = 1$ mm, évolution de l'écart-type des fluctuations de la force de frottement en régime stationnaire $\frac{\sigma_T}{\rho_2}$ quand on répète les réalisations de contact.

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'imagettes 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'imagette d'origine (à t) et l'imagette déformée par ce champ cinématique (à $t + \delta t$). Le déplacement correspondant au maximum de corrélation donne le déplacement moyen du centre de l'imagette (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 imagette 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 repète 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.

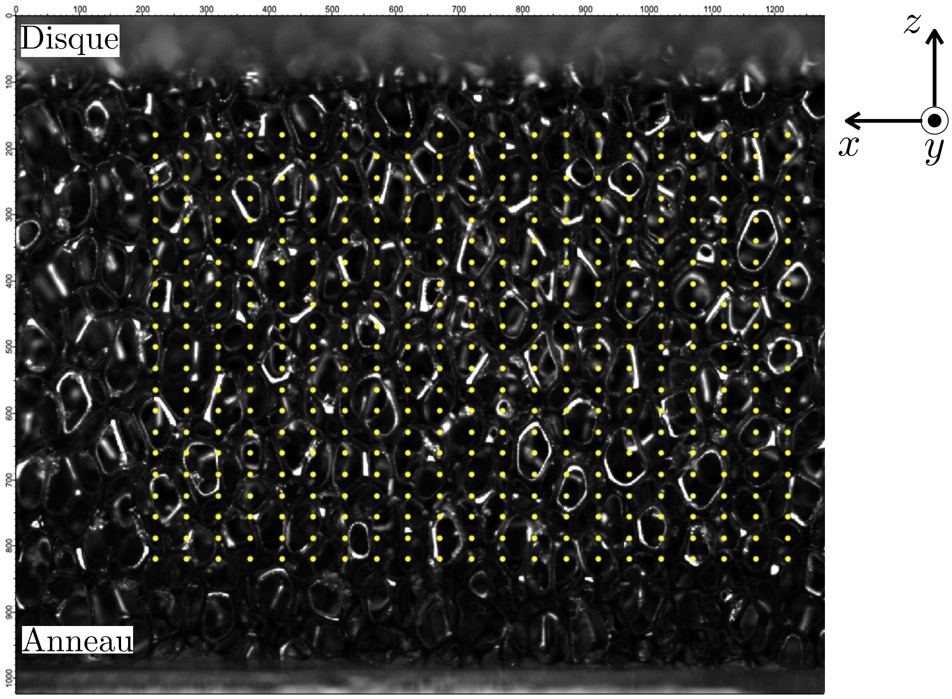


FIGURE 2.15 – Image initiale de l'anneau de mousse prise lors de l'étude de la compression anneau/disque A3 ($R = 55$ mm, $\Delta R = 8$ mm) en corrélation d'images. On lui superpose le réseau des centres d'imagettes choisi (en jaune).

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.