



HAL
open science

Frottement de mousses liquides sur des surfaces rugueuses

Manon Marchand

► **To cite this version:**

Manon Marchand. Frottement de mousses liquides sur des surfaces rugueuses. Matière Molle [cond-mat.soft]. Université Paris-Saclay, 2020. Français. NNT : 2020UPASP044 . tel-03511573

HAL Id: tel-03511573

<https://theses.hal.science/tel-03511573v1>

Submitted on 5 Jan 2022

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.

Frottement de mousses liquides sur des surfaces rugueuses

Thèse de doctorat de l'Université Paris-Saclay

École doctorale n° 564, Physique en Île de France (PIF)

Spécialité de doctorat : physique

Unité de recherche : Université Paris-Saclay, CNRS

Laboratoire de Physique des Solides

91405 Orsay, France

Référent : Faculté des sciences d'Orsay

Thèse présentée et soutenue à Orsay, le 21 Octobre 2020, par

Manon MARCHAND

Composition du jury :

| | |
|---|------------------------|
| Catherine Barentin Professeure, Université Lyon 1 | Présidente |
| Hamid Kellay Professeur, Université de Bordeaux | Rapporteur & Examineur |
| Christophe Raufaste Maître de conférences HDR, Université Côte d'Azur | Rapporteur & Examineur |
| Marc Rabaud Professeur, Université Paris-Saclay | Examineur |
| Emmanuelle Rio Professeure, Université Paris-Saclay | Directrice |
| François Boulogne Chargé de recherche, Université Paris-Saclay | Directeur |
| Frédéric Restagno Directeur de recherche, Université Paris-Saclay | Invité |

Table des matières

| | | |
|----------|---|-----------|
| 1 | État de l'art | 11 |
| 1.1 | Les mousses à l'équilibre | 11 |
| 1.1.1 | Fraction liquide et configuration des bulles | 12 |
| 1.1.2 | Longueurs caractéristiques | 12 |
| 1.1.3 | Rayon de courbure des bords de Plateau | 13 |
| 1.2 | Drainage de mousses | 15 |
| 1.2.1 | Rhéologie des interfaces | 15 |
| 1.2.2 | Équilibre à la fin du drainage | 16 |
| 1.2.3 | Dynamique du drainage | 17 |
| 1.3 | Écoulements des mousses | 18 |
| 1.3.1 | Mesurer l'écoulement | 19 |
| 1.3.2 | Évaluation de la contrainte seuil | 20 |
| 1.3.3 | Modèles à l'échelle de la bulle | 22 |
| 1.4 | Frottement de liquides | 23 |
| 1.4.1 | Sur des surfaces lisses | 23 |
| 1.4.2 | Sur des surfaces texturées | 24 |
| 1.4.3 | Frottement de mousses sur des surfaces lisses | 25 |
| 1.4.4 | Frottement de mousses sur des surfaces rugueuses | 27 |
| 1.5 | Enduction | 28 |
| 1.5.1 | Enduction d'une plaque par un liquide newtonien | 28 |
| 1.5.2 | Enduction par des fluides à seuil | 30 |
| 1.5.3 | Enduction de mousses | 34 |
| 1.6 | Problématique et champ d'étude | 34 |
| I | Frottement de mousses | 37 |
| 2 | Matériel et méthodes | 39 |
| 2.1 | Présentation générale de l'expérience | 39 |
| 2.2 | Cuves de mousse et configurations des expériences | 40 |
| 2.3 | Production et caractérisation de la mousse | 41 |
| 2.3.1 | Solution savonneuse | 42 |
| 2.3.2 | Contrôle du rayon des bulles | 42 |
| 2.3.3 | Fraction liquide | 43 |
| 2.3.4 | Rayon de courbure des bords de Plateau | 44 |
| 2.4 | Surfaces rugueuses | 45 |
| 2.4.1 | Préparation et caractérisation des surfaces | 45 |
| 2.4.2 | Mouillage de la mousse sur les surfaces | 46 |
| 2.5 | Vitesses de cisaillement imposées et régime d'écoulement de la mousse | 46 |
| 2.6 | Mesures de force | 47 |

| | | |
|----------|--|-----------|
| 2.6.1 | Capteur de force | 47 |
| 2.6.2 | Données brutes de mesures de forces | 48 |
| 2.6.3 | Traitement des données issues du capteur de force | 49 |
| 2.7 | Visualisations | 50 |
| 2.7.1 | Visualisation du mouvement des bords de Plateau | 51 |
| 2.7.2 | Visualisation des zones d'écoulement dans la mousse | 52 |
| 3 | Entrée d'une surface rugueuse dans une mousse | 53 |
| 3.1 | Visualisation de l'expérience | 53 |
| 3.1.1 | Observation du mouvement des bords de Plateau | 53 |
| 3.2 | Mesures de force et vérification de la méthode expérimentale | 55 |
| 3.2.1 | Mesures de force lors de l'introduction des lames | 55 |
| 3.2.2 | Contrainte sur des lames lisses | 56 |
| 3.2.3 | Conditions aux limites et orientation des rugosités | 56 |
| 3.2.4 | Échelles de longueur | 58 |
| 3.3 | Contraintes lors de l'introduction de lames rugueuses | 58 |
| 3.3.1 | Comparaison des informations visuelles et de contrainte | 58 |
| 3.3.2 | Contraintes dans le régime ancré | 59 |
| 3.3.3 | Contraintes dans le régime de collé-glissé | 60 |
| 3.4 | Conclusion | 63 |
| 4 | Relaxation des contraintes | 65 |
| 4.1 | Données brutes | 65 |
| 4.1.1 | Mesures de force dans les différents régimes de frottement | 65 |
| 4.1.2 | Arrêt de la platine de translation | 66 |
| 4.2 | Temps caractéristique de relaxation | 66 |
| 4.2.1 | Méthode de détermination | 66 |
| 4.2.2 | Influence des paramètres sur le temps de relaxation | 68 |
| 4.3 | Contraintes pendant le régime de relaxation | 69 |
| 4.3.1 | Évaluation de la surface de contact | 69 |
| 4.3.2 | Contrainte à la fin de la relaxation | 71 |
| 4.4 | Modélisation | 76 |
| 4.5 | Conclusion | 77 |
| 5 | Extraction et dépôt de mousse | 79 |
| 5.1 | Données brutes de force et premières observations | 79 |
| 5.1.1 | Données brutes de force | 79 |
| 5.1.2 | Expériences d'enduction en géométrie verticale | 80 |
| 5.2 | Extraction de lames lisses | 81 |
| 5.2.1 | Visualisation des lames lisses au cours de l'extraction | 81 |
| 5.2.2 | Interface mousse/air au cours de l'extraction des lames lisses | 82 |
| 5.2.3 | Contraintes dans le régime linéaire de force | 83 |
| 5.2.4 | Régime de décroissance au début de l'extraction des lames lisses | 85 |
| 5.2.5 | Dépôt de mousse sur des lames lisses | 88 |
| 5.3 | Extraction de lames dans le régime d'ancrage | 90 |
| 5.3.1 | Visualisation des lames au cours de l'extraction | 90 |
| 5.3.2 | Influence de la longueur des lames | 91 |
| 5.3.3 | Interface mousse/air lors de l'extraction dans le régime d'ancrage | 92 |
| 5.3.4 | Épaisseur de mousse déposée | 94 |

| | | |
|-----------|--|------------|
| 5.3.5 | Visualisation de la bande de mousse cisailée | 95 |
| 5.3.6 | Bilan de l'observation de l'écoulement lors de l'extraction dans le régime d'ancrage | 99 |
| 5.3.7 | Régime linéaire de force dans le régime d'ancrage | 99 |
| 5.3.8 | Régime de décroissance au début de l'extraction | 100 |
| 5.4 | Extraction de lames dans le régime de collé-glissé | 102 |
| 5.4.1 | Visualisation des lames au cours de l'extraction | 103 |
| 5.4.2 | Données de force lors de l'extraction | 103 |
| 5.5 | Conclusion | 106 |
| 6 | Applications et perspectives pour le frottement de mousses | 109 |
| 6.1 | Applications aux mesures rhéologiques | 109 |
| 6.2 | Application au frottement de mousses alimentaires | 110 |
| II | Films et mousses en géométries confinées | 113 |
| 7 | Films et mousses en géométries confinées | 115 |
| 7.1 | Montée capillaire : État de l'art | 115 |
| 7.1.1 | Montée capillaire de liquides newtoniens | 116 |
| 7.1.2 | Montée capillaire de fluides à seuil | 118 |
| 7.2 | Résolution numérique de la dynamique de la montée capillaire de fluides newtoniens | 119 |
| 7.3 | Expériences préliminaires de mousses confinées | 122 |
| 7.4 | Résultats préliminaires de montée de mousses dans des géométries capillaires | 125 |
| 7.4.1 | Montée capillaire de mousses entre deux plaques | 125 |
| 7.4.2 | Montée capillaire de mousses dans des tubes de section carrée | 127 |
| 7.5 | Vidange d'une bulle de savon dans un tube lisse | 129 |
| 7.6 | Conclusion | 133 |
| A | Rayon des bulles et dimensions des lames | 139 |
| B | Influence de la configuration de l'expérience | 141 |

Remerciements

Ce travail de thèse n'aurait pas pu voir le jour sans le soutien d'un grand nombre d'institutions et de personnes. Je tiens à remercier l'école doctorale Physique en Île-de-France d'avoir accordé une bourse à ce projet et à saluer le Laboratoire de Physique des Solides et l'Université Paris-Saclay qui m'ont accueillie chaleureusement pendant ces trois années.

Je souhaite également remercier les membres du jury de cette thèse d'avoir courageusement fait le déplacement pour assister à ma soutenance alors que le second confinement se faisait déjà sentir, je réalise à quel point j'ai été chanceuse de pouvoir passer une si bonne journée. Merci beaucoup à Christophe Raufaste et à Hamid Kellay d'avoir accepté de rapporter le manuscrit et d'avoir pris le temps de le lire attentivement. Vos diverses suggestions, questions et remarques en ont grandement amélioré la qualité. Merci à Marc Rabaud pour l'enthousiasme avec lequel tu as relevé les liens avec la physique des granulaires, ce sont des remarques précieuses pour la compréhension des zones d'ombres restantes dans ce travail et j'aimerais un jour revenir sur ces questions dans la suite de mon parcours. Merci à Catherine Barentin d'avoir accepté de présider le jury et d'avoir relevé les points encore non compris sur la partie de montée capillaire des mousses, vos remarques sont précieuses.

Mes pensées se tournent ensuite vers mes directeurs de thèse. Ceux qui le sont officiellement, François Boulogne et Emmanuelle Rio et puis celui qui l'est aussi dans les faits, Frédéric Restagno. Vous êtes tous les trois exceptionnels et je n'ai pas les mots pour expliquer la fierté que je ressens de faire partie de votre famille scientifique. François, je t'admire énormément et j'ai appris tellement à ton contact. Merci de m'avoir guidée à travers ce projet. J'aimerais dans la suite de mon parcours m'inspirer de ta rigueur, de ta manière d'aborder chaque problème avec une idée toujours plus astucieuse, de ton sens de l'esthétisme dans le dessin des systèmes expérimentaux et de ta capacité à toujours explorer de nouveaux pans de la littérature. J'ai eu énormément de chance d'être ta première doctorante et je te souhaite tout le meilleur pour la suite. Manue, je te remercie mille fois pour ta générosité, ta disponibilité, et ton écoute précieuse dans tous mes instants de panique. Tu m'as appris beaucoup plus que de la science et tu es d'une pédagogie infinie. Fred, j'ai adoré te voir passer la tête par la porte de mon bureau de temps en temps pour prendre des nouvelles du projet. Ton regard un peu plus distant était l'ultime test pour les données et leurs interprétations. Ta bonne humeur et l'attention que tu portes aux personnes de l'équipe rendent les thèses de tout le monde plus douces et je t'en remercie.

Ce manuscrit ne porte que mon nom, mais le travail expérimental au aussi été fourni par quatre jeunes chercheurs lors de leurs stages au laboratoire. Vuong Do The a réalisé un stage de six mois avant mon arrivée au laboratoire et ses expériences préliminaires ont permis de construire le projet sur lequel je suis arrivée. J'ai eu la surprise d'encadrer le pétillant Noé Beserman pendant un mois au cours de ma première année de thèse. Merci d'avoir été le premier à qui j'ai pu décerner le titre

d'expert en manips qui fuient, ça a été un plaisir de travailler avec toi. L'année suivante, c'est Merlin Dupuy qui est venu observer la montée capillaire de mousses pendant deux mois. Ton arrivée juste après le déménagement du laboratoire ne t'a pas déstabilisé plus que ça, et tu as construit une astucieuse boîte noire à partir d'étagères oubliées : tu es la terreur des armoires et un excellent expérimentateur ! Et enfin, Alexis Commereuc est venu pour six mois à la fin de ses études. Ça n'a pas été facile pour toi, entre mes changements d'avis sur ton sujet de stage et le confinement qui s'est incrusté pendant ton passage, tu t'en es sorti comme un chef. Je suis si heureuse que tu prennes la suite du projet et je suis toujours ravie d'avoir des nouvelles de tes manips. Je te souhaite beaucoup de courage et de passer une très bonne thèse.

J'ai aussi eu le plaisir d'avoir Thomas Salez et Éric Raspaud comme parrains et tuteurs de thèse. Je tiens à vous remercier tous les deux, Thomas pour tes mails attentionnés et ton investissement lors des réunions annuelles du conseil de thèse et Éric je te remercie pour tous les mercredis de foot et pour ta présence rassurante au bout du couloir.

Au sein du laboratoire réside l'équipe MMOI, qui est la joyeuse bulle dans laquelle j'ai évolué pendant ces trois années. Je commencerai par remercier Christophe et Wiebke qui m'ont accueillie les premiers dans cette équipe il y a bien longtemps lors de mon stage de licence. C'était mon tout premier pas dans le monde de la recherche et je vous remercie tous deux d'avoir été là. Anniina, je te remercie de m'avoir accueillie dans ton bureau avant le déménagement et de ton attention encore aujourd'hui où tu continues à me transmettre les propositions de postdoc les plus alléchantes. Je remercie Lilianne qui m'intimidait au début mais qui est en réalité si ouverte et pédagogue ! Merci à Dominique qui m'a aidé beaucoup pour mes questions de littérature sur la rhéologie des mousses et sur la dilatance. Et pour terminer en beauté la liste des permanents de l'équipe, merci mille fois à Sandrine pour ton énergie qui rayonne de bon matin, pour les pauses midi passées au sport avec toi et pour ton soutien aux moments les plus éprouvants de la rédaction de ce manuscrit. Mais l'équipe ferait pâle figure sans tous les éphémères qui l'animent et que j'ai eu le plaisir de rencontrer. Merci à Émilie d'avoir été là au tout début lors de mon installation, tu m'as sans le savoir transmis ton rôle de responsable de l'atelier grâce à ta patience à m'expliquer l'utilité du contenu étrange de chacun des petits tiroirs en plastique. Jonas, ton enthousiasme lors des pauses café et repas m'a beaucoup manqué après ton départ. Marceau, tu es un personnage hilarant et quelques éclats de rire ont été perdus quand tu es parti, je te souhaite moult nuits claires pour l'utilisation de ton télescope maison. Marion, je t'ai toujours un peu secrètement considérée comme ma grande soeur de thèse, merci pour toutes les fois où tu es venue discuter dans mon bureau et pour la manière dont tu as géré les soucis de chacun dans l'équipe. Tu es une personne magnifique. Raphaëlle, tu es ma super co-thésarde, j'ai eu tellement de chance qu'on commence et finisse nos thèses en même temps, tu es une partenaire de pause café parfaite ! Marina, tu es si courageuse que ça motive tout le monde autour de toi dans le laboratoire de te voir travailler, tu es un moteur humain ! Et puis j'ai adoré t'avoir comme partenaire shopping et dégustation de cactus ! Et il est où Aymeric ? Ah bah le voilà, toujours avec le sourire et la volonté de discuter autour d'un café, merci pour tout. Merci à Chiara d'avoir partagé la salle du PCO lors de notre exil, je regrette de n'avoir pas discuté plus avec toi tu es si adorable ! Merci au mystérieux 2Dvisc qui s'est avéré devenir mon nouveau co-bureau Julian. Ta bonne humeur tranquille même en cas de friture de boulettes de soja a été précieuse

pour moi, sincèrement merci pour tous les moments passés à discuter dans le bureau. Marie, tu es arrivée beaucoup trop tard ! J'aurais bien passé quelques années de plus à papoter avec toi, je te souhaite tout le courage du monde pour ta thèse (au moins le rapport biblio est fini) et je t'envoie plein de bonbons thorlabs par la pensée. Merci à Ning et à Qizhou. Laura, j'avoue être un peu jalouse des nouveaux thésards, j'aurais adoré travailler avec toi et j'espère que tu vas continuer à te plaire au sein de l'équipe. Et enfin, tous les petits nouveaux dont je n'ai pas vraiment eu le temps de faire la connaissance, Suzanne, Tiago et Elina je vous souhaite un très bon début de thèse et une bonne installation dans cette équipe si chaleureuse.

Mais le laboratoire ne se résume pas à l'équipe. Je voulais remercier en particulier Shaima et Eloi avec qui nous avons mis le Cookies Club en place, puis Quentin qui s'est joint à nous, et enfin Vivien et Léo qui ont repris le bébé. Merci à cette petite équipe, ça a été un plaisir de partager ces moments avec tous les thésards du laboratoire et c'est un soulagement de savoir que ces petits séminaires vont perdurer. Spéciale dédicace à Maxime, Pierre, Etienne et Brendan pour les pauses café inter-équipes aussi. Plein de bisous à Laura et Marion nos collègues de l'équipe de biologie grâce à qui la cohabitation au PCO a été un bonheur. Parmi les chercheurs du laboratoire, je tiens à remercier tout particulièrement Pavel pour son soutien moral lors des difficiles expériences lors de l'exil au PCO, Brigitte pour le coup de pouce pour l'enseignement et pour son soutien au cours des années de thèse et Emmanuel pour les précieux moments passés à parler astronomie. Mes très sincères remerciements vont aussi à Mélanie et Véronique qui sont toujours si adorables et qui rendaient toutes les procédures administratives plus simples. Merci à Sophie pour tous les coups de pouces administratifs. Merci à Sabine pour toutes les discussions qui remontent le moral. Merci à Claire pour son humour bouillonnant et ses super astuces de verrerie. Merci à Vincent, Jérémie et Sambath du service Elinstru pour votre disponibilité, votre gentillesse, votre patience et pour toutes les fois où vous m'avez aidée à améliorer l'expérience. Merci à Gilles du service mécanique pour l'aide à la découpe des lames de cuivre et pour tous les conseils.

Sur une note beaucoup plus personnelle, je souhaite remercier mes amis qui ont été là tout au long de cette thèse. Merci aux alcoriens Natalia le lama, Arnito aux longues jambes (et merci à tous les deux pour les séances de rédaction/cuisine c'était trop trop bien), merci Gabriel le grimpeur spécialiste du passage en statique, Flo le meilleur des caliméros, Aurélien même quand il compte les abdos à rebour, Francis le baroudeur et Pierre l'éternel papa de l'asso. Merci aussi à Julie the racoon pour les footings (un peu moins fréquents ces dernières années je te l'accorde, désolée). Merci à la reine des dragons du shadow bureau pour la campagne d'Antika ! Merci à François pour tous les week-ends passés à grimper à Fontainebleau et pour les conseils de grimpe spéciaux pour les gens de notre taille tout à fait respectable. Merci aux amis rencontrés pendant la période difficile de la prépa, Robin et Sébastien. Merci à toute la clique du master avec Mathieu (je fais ton geste bizarre avec mes mains comme tu fais avec les sangles de ton sac là même si tu ne le vois pas), la pétillante Alice, l'adorable Brioux, le truculent Hugues et l'adorable Armand. Merci aussi à Vincent qui a passé un tout petit mois au labo avec moi sur un autre projet pas du tout concluant et dont je ne parle pas dans le manuscrit, je te le dis comme ça tu ne cherches pas. Merci à Lindsay, Audrey et Clément de me laisser vous enlever Éric à cause de la fin de cette thèse.

Merci à toute ma famille qui m'a soutenue pendant ces trois années tout en se demandant si c'était bien sérieux d'étudier les bulles de savon. Merci à mes grands

parents, papi Roger, mamie Claudine, papi Michel et Mauricette. Merci à Céline et Mohamed d'avoir accueilli notre joyeuse bande de grimpeurs chez vous quelques fois. Merci à Inès d'être venue partager quelques jours de la vie du laboratoire avec nous ! Plein de bisous à l'adorable Louisa. Merci à mon petit rayon de soleil de petite soeur, tu as tellement grandi et je t'aime si fort !!! Merci à ma maman, je t'admire énormément, tu es une personne si forte et un modèle dans la vie, j'ai de la chance de t'avoir ! Merci mille fois d'avoir pris le temps de relire ce manuscrit, tu as débusqué les petites fautes orthographiques qui étaient passées à travers les autres relectures, c'est grâce à toi que le lecteur ne trouvera pas trop de pépites. Merci à mon papa qui m'a appris comment travailler, même si mon dispositif expérimental était un peu différent des tracteurs auxquels il m'avait habituée !

En finissant par la personne qui partage ma vie, merci énormément à Eric de toujours être à mes côtés. C'est toi qui a vécu les moments difficiles de ce travail avec moi, mais aussi les super moments d'euphorie quand les résultats arrivent.

Merci aussi à vous, je vous souhaite une bonne lecture et n'hésitez pas à me joindre en cas de questions : manon.marchand(at)bubbly.space .

Introduction générale

Que ce soit sur vos mains quand vous nettoyez un objet, sur les bords de vos tasses de café, ou encore progressant doucement sur la plage au rythme des vagues, les mousses ne sont jamais bien loin. Et pourtant, si on n'y prête pas attention, il est aisé de passer à côté de la beauté de cet assemblage de petites capsules de gaz enrobées de fines membranes liquides. Ensemble, ces composants fluides s'accordent pour former un matériau qui ne s'écoule plus sans qu'on y touche et qui, si on lui en laisse la possibilité, s'accroche aux moindres aspérités des surfaces rencontrées.

Et des surfaces, les mousses en rencontrent ! Chacune a son histoire, la mousse au chocolat est attrapée par la fourchette puis écrasée par la langue recouverte de papilles du gourmet. La mousse de votre shampoing reste de toutes ses forces sur vos cheveux dans l'unique but de vous retarder. La mousse d'un magma saturé en gaz ralentit la progression de l'éruption en s'accrochant de son mieux aux parois de la cheminée volcanique. L'écume de mer calme le jeu de la marée main dans la main avec les grains de sable qu'elle balaye. La mousse au dessus des bières rend un fier service aux serveurs de troquets en amortissant, de concert avec les parois de la choppe, l'amplitude du mouvement de la bière.

Dans chacun de ces exemples, les surfaces au contact des mousses ont des textures très différentes. Elles peuvent être lisses, comme les parois de la choppe de bière, ou rugueuses, comme la roche au contact de la mousse magmatique. Comment la taille des rugosités de toutes ces interfaces interagit-elle avec la structure de la mousse ? Existe-t-il une taille de rugosité à partir de laquelle plus aucune bulle ne peut glisser sur les surfaces ? Y a-t-il un lien direct entre les écoulements macroscopiques de mousses et les propriétés des surfaces à leur contact ? Est-il possible de concevoir une fourchette qui sort toujours du bol recouverte de mousse au chocolat ? Comment choisir les rugosités des parois d'un rhéomètre pour annihiler les glissements ? La mesure de contrainte résultante est-elle ensuite affectée par le confinement à l'intérieur de l'appareil de mesure ?

Toutes ces questions sont l'objet de ce manuscrit, qui est composé de deux parties. La première partie est consacrée à la caractérisation des interactions entre bulles et surfaces rugueuses. Pour ce faire, nous mettons en place un dispositif expérimental dans lequel des surfaces de rugosité contrôlée sont mises en contact avec des mousses dont nous varions la fraction liquide. Lors de cette expérience, nous étudions la réponse en contrainte des surfaces lorsqu'elles sont insérées dans les mousses. Cette expérience est à vitesse forcée. Ensuite, nous laissons le système relaxer et observons le comportement de la mousse quand les surfaces ont un déplacement nul. Enfin, nous imposons à nouveau une vitesse lors de la sortie des surfaces hors des mousses. Dans chacun de ces régimes, nous caractérisons la réponse mécanique des mousses en combinant des approches par analyse d'images et des mesures de contrainte. L'ensemble de ces observations nous permet de distinguer différents comportements rhéologiques qui dépendent à la fois des rugosités des surfaces et des propriétés des mousses uti-

lisées. Au cours de la même partie, nous explorons aussi la question de l'influence de la rugosité de la surface sur l'enduction d'une lame sortant d'une mousse. Dans la seconde partie, nous explorons les effets du confinement sur des écoulements de mousses confinées entre des parois lisses et rugueuses. En particulier, nous questionnons les moteurs de la montée capillaire des mousses et proposons une expérience simplifiée de vidange de bulles de savon dans des tubes.

Chapitre 1

État de l'art

Dans la première partie de cette thèse, je présente des résultats expérimentaux obtenus lors de l'étude du frottement de mousses sur des surfaces planes de différentes rugosités. Ce chapitre introductif a pour but de présenter les notions utiles à la compréhension de cette partie.

Dans un premier temps, je présente diverses propriétés des mousses à l'équilibre au contact d'un bain liquide. Je me concentre en particulier sur l'influence de la fraction liquide sur la structure des mousses. Elle dicte l'organisation des bulles entre elles et les diverses longueurs caractéristiques. Dans cette même section, je présente la répartition du liquide dans une mousse au contact d'un bain liquide en fonction de la distance à l'interface liquide/mousse.

Ensuite, les propriétés phénoménologiques de la rhéologie des mousses sont présentées en mettant en avant les différentes techniques de mesure des propriétés d'écoulement et de contrainte seuil. Je présente brièvement les modèles existant qui tendent à expliquer la réponse des mousses aux cisaillements et j'aborde deux questions encore ouvertes sur la réponse des mousses au cisaillement : l'apparition de bandes de cisaillement et les phénomènes de dilatance.

La section suivante est consacrée au frottement de liquides sur des surfaces solides, en commençant par le frottement de liquides uniphasiques sur des surfaces lisses, puis en présentant les questions soulevées par le frottement de liquides biphasiques sur des surfaces dont la texture est contrôlée. Je présente ensuite quelques notions de rhéologie interfaciale et leur impact sur le glissement des mousses sur des surfaces lisses. Enfin, je présente une revue des études sur le glissement de bulles ou de mousses sur des surfaces texturées que j'ai pu recenser.

La dernière section de ce chapitre présente l'enduction par trempage. Je commence par aborder l'enduction d'un fluide newtonien sur une plaque lisse, puis sur des surfaces texturées. L'enduction de fluides à seuil est ensuite présentée en séparant les cas de grands et petits nombres de Bingham, puis les seuls résultats préliminaires d'enduction de mousses que j'ai pu trouver sont rapidement présentés.

Cet ensemble de notions sur l'interaction entre surfaces texturées et mousses liquides permet de préciser les questions soulevées lors cette thèse.

1.1 Les mousses à l'équilibre

Les mousses sont composées de bulles de gaz dispersées dans une phase liquide. Dans cette section je présente divers aspects de la géométrie des mousses statiques.

1.1.1 Fraction liquide et configuration des bulles

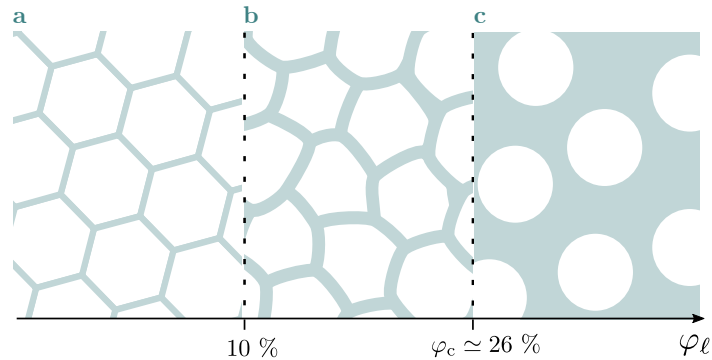


Figure 1.1 Influence de la fraction liquide φ_ℓ sur l'arrangement des bulles. La phase liquide est colorée et la phase gazeuse est représentée en blanc. **a** Mousse sèche, la forme des bulles tend vers des polyèdres dont des arrêtes sont très fines. La limite de 10 % représentée ici n'a pas de sens physique. C'est un choix arbitraire qui peut différer selon les auteurs. **b** Mousse humide, les bulles sont déformées les unes contre les autres. **c** Liquide bulleux, les bulles sont sphériques pour une fraction liquide supérieure à $\varphi_c \simeq 26\%$, correspondant à l'empilement compact de sphères.

La proportion de liquide dans une mousse, appelée fraction liquide

$$\varphi_\ell = \text{volume}_{\text{liquide}} / \text{volume}_{\text{total}} \quad (1.1)$$

détermine la géométrie et l'arrangement des bulles entre elles.

Les bulles d'une mousse monodisperse ont toutes le même volume. Ainsi, quand la mousse est très humide, les bulles sont des sphères identiques. Dans ce contexte, si leur concentration est moins dense qu'un empilement de sphères dures, c'est à dire si la fraction liquide φ_ℓ excède $\varphi_c \simeq 26\%$, les bulles peuvent s'organiser entre elles sans se déformer. Dans ce cas, le matériau est un liquide bulleux qui s'écoule pour tous les cisaillements imposés, voir figure 1.1c.

En revanche, pour des fractions liquides inférieures à $\varphi_c \simeq 26\%$ [1, 2], la proportion d'air est plus grande que ce que permettrait l'empilement compact de sphères, voir figure 1.1a et b. Dans ce cas, les bulles se déforment les unes contre les autres. Cela permet de stocker de l'énergie de déformation et la mousse présente un comportement élastique pour les plus faibles sollicitations [3].

Il n'y a pas que la réponse mécanique des mousses qui change en fonction de leur fraction liquide. L'organisation des bulles entre elles est aussi affectée par la quantité de liquide présente entre les bulles. Les mousses monodisperses sont soit dans une configuration cubique à faces centrées, soit en empilement compact hexagonal quand leur humidité excède environ $\varphi_\ell \sim 7$ à 10 % [4, 5, 6]. Les mousses plus sèches adoptent une configuration cubique centrée, dite de Kelvin, quand elles sont contenues dans des réservoirs aux parois planes [7, 8].

L'arrangement des bulles entre elles permet de définir différentes longueurs caractéristiques, que je présente dans la section suivante.

1.1.2 Longueurs caractéristiques

Les mousses liquides peuvent être composées de bulles de tailles micrométriques à décimétriques. Le rayon des bulles correspond au rayon de la sphère contenant le

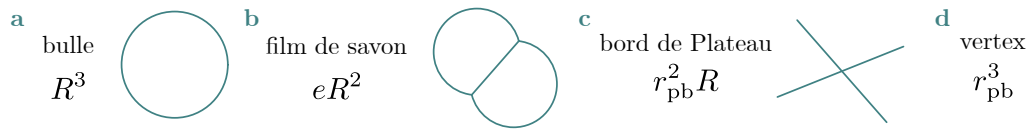


Figure 1.2 Éléments constituant les mousses liquides Les volumes des différents éléments sont donnés en loi d'échelle. Les longueurs sont, par taille décroissante, R le rayon des bulles, r_{pb} le rayon de courbure des bords de Plateau et e l'épaisseur des films de savon. **a** Les bulles contiennent la phase gazeuse. Les éléments présentés ensuite contiennent la phase liquide de la mousse. **b** Les films de savon sont les surfaces séparant les bulles. **c** L'intersection entre deux films de savon est longiforme et est appelée bord de Plateau. **d** Quatre bords de Plateau se rencontrant forment un vertex.

même volume de gaz que les bulles de la mousse. Il est noté R dans ce manuscrit. Les films de savon sont des éléments dont deux dimensions sont de l'ordre de grandeur du rayon des bulles de la mousse R et l'autre, leur épaisseur, varie de quelques dizaines à quelques centaines de nanomètres. L'intersection entre deux films de savon est appelée bord de Plateau. Leur longue dimension est de l'ordre de grandeur du rayon des bulles. Ils sont représentés sur la figure 1.3. La section des bords de Plateau a la forme d'un triangle de courbure négative constante dont le rayon de courbure est noté r_{pb} dans ce manuscrit et dépend de la quantité de liquide contenue dans la mousse. Le rayon de courbure est toujours inférieur au rayon des bulles et est la taille caractéristique des deux autres dimensions des bords de Plateau. Enfin, quand deux bords de Plateau se rencontrent, ils créent un élément dont les trois dimensions caractéristiques sont données par le rayon de courbure des bords de Plateau et qui est appelé vertex. Le liquide des mousses est compris dans le réseau composé des films, bords de Plateau et vertex entre les bulles.

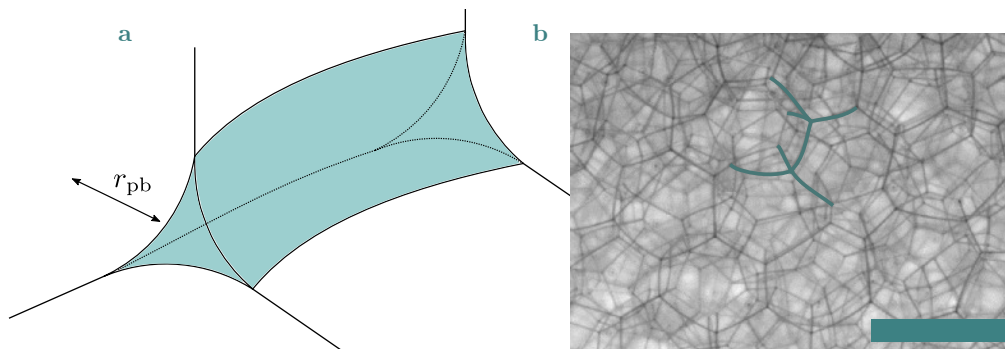


Figure 1.3 Allure d'un bord de Plateau. **a** Représentation de la coupe d'un bord de Plateau entre trois bulles. Sa section est un triangle de courbure r_{pb} constante et négative. **b** Photographie d'une mousse sèche (caméra U-Eye munie d'un objectif de 20 mm). Les bords de Plateau sont les fins traits gris. Sept d'entre eux sont mis en valeur pour aider à la compréhension de la partie **a** de cette figure. La barre d'échelle mesure 1.5 mm.

1.1.3 Rayon de courbure des bords de Plateau

La configuration de Kelvin décrit bien la structure des mousses monodisperses sèches dans un récipient aux parois planes. Des simulations numériques réalisées par Koehler *et al.* [9] à l'aide du logiciel de minimisation d'aire *Surface Evolver* [10] ont

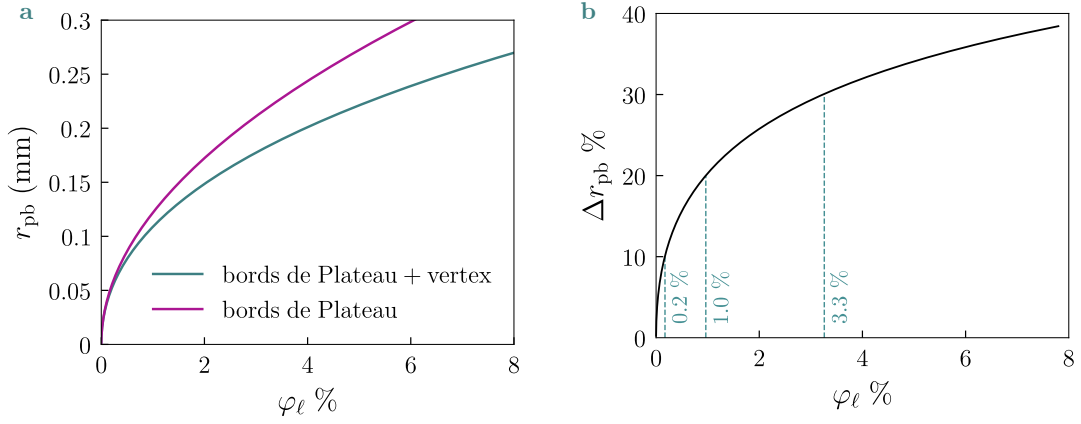


Figure 1.4 Relation entre le rayon des bords de Plateau r_{pb} et la fraction liquide φ_ℓ . Le rayon des bulles R est égal à 0.7 mm. **a** La courbe verte correspond à l'inverse de l'équation 1.2 donnée par [9] alors que la courbe violette correspond à l'inverse de l'équation 1.4 de l'approximation des mousses très sèches. **b** Erreur sur le rayon de courbure des bords de Plateau Δr_{pb} en fonction de la fraction liquide φ_ℓ lorsque l'approximation des mousses très sèches est faite. Les trois lignes verticales en pointillés correspondent à 10, 20 et 30 % d'erreur, correspondant respectivement à des fractions liquides valant 0.2, 1.0 et 3.3 %.

permis d'établir la relation suivante pour une mousse de fraction liquide φ_ℓ , de rayon de courbure des bords de Plateau r_{pb} et de rayon des bulles R ,

$$\varphi_\ell = 0.33 \frac{r_{pb}^2}{R^2} + 0.54 \frac{r_{pb}^3}{R^3}. \quad (1.2)$$

Cette équation se retrouve très bien en loi d'échelle en reprenant la définition de la fraction liquide. Pour des fractions liquides inférieures à 10 %, il est raisonnable d'écrire que le volume total est égal au volume de gaz, R^3 en négligeant le volume de liquide. Ensuite, le volume du liquide peut être décomposé comme la contribution des films, des bords de Plateau et des vertex, voir figure 1.2,

$$\varphi_\ell = \frac{V_{\text{liquide}}}{V_{\text{liquide}} + V_{\text{gaz}}} \sim \frac{eR^2 + r_{pb}^2 R + r_{pb}^3}{R^3} \sim \frac{e}{R} + \frac{r_{pb}^2}{R^2} + \frac{r_{pb}^3}{R^3}. \quad (1.3)$$

D'autre part, le terme provenant du volume des films de savon peut être négligé quand $r_{pb} \ll e^{1/3} R^{2/3}$. Cette condition est toujours bien vérifiée pour des mousses dans la configuration de Kelvin, qui n'apparaît que pour des fractions liquides inférieures à 10 %. Je n'ai pas connaissance de simulations de géométrie des mousses qui évaluent l'importance du volume des films de savon dans la géométrie de Kelvin.

Ainsi, dans l'équation 1.2, le terme en r_{pb}^2 est la contribution du volume des bords de Plateau et le terme en r_{pb}^3 est la contribution du volume des vertex. Pour des mousses sèches, le rayon de courbure des bords de Plateau est très petit devant le rayon des bulles $r_{pb} \ll R$ et le second terme de l'équation est souvent négligé,

$$\varphi_\ell = 0.33 \frac{r_{pb}^2}{R^2}. \quad (1.4)$$

Je présente sur la figure 1.4a l'inverse des équations 1.2 et 1.4 calculées pour un rayon de bulles $R = 0.7$ mm. L'équation 1.2 est monotone pour des rayons de bulles R et des fractions liquides φ_ℓ positifs, ce qui garantit que son inverse est une bijection et me permet de l'inverser numériquement. Je quantifie le pourcentage d'erreur entre

ces deux équations sur la figure 1.4b. Cela permet de remarquer que l'approximation des mousses très sèches conduit à des erreurs sur l'estimation inférieures à 20 % pour des mousses de fractions liquides inférieures à 1 %.

1.2 Drainage de mousses

Sous l'action de la gravité, le liquide d'une mousse s'écoule le long des bords de Plateau et des vertex qui comprennent la majorité du liquide des mousses sèches [9]. L'écoulement du drainage est freiné par les actions conjuguées de la pression osmotique, qu'il faut exercer pour créer les interfaces air/liquide plus importantes dans une mousse plus sèche, par la succion capillaire induite par l'écart de pression de Laplace entre la mousse sèche en haut des échantillons qui présente une courbure de bords de Plateau plus grande que la mousse humide du bas et par les dissipations visqueuses lors de l'écoulement. Les dissipations visqueuses sont fortement influencées par la rhéologie interfaciale de la phase liquide des mousses.

1.2.1 Rhéologie des interfaces

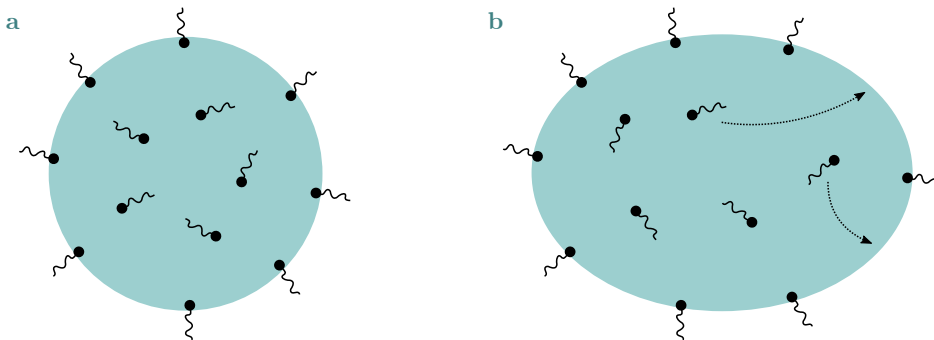


Figure 1.5 Transport de molécules tensioactives après déformation d'une interface **a** Goutte de fluide dont l'interface est peuplée de molécules tensioactives. **b** Après une déformation de l'interface, la vitesse à laquelle la tension de surface retrouve sa valeur à l'équilibre dépend de la concentration des molécules tensioactives et de la vitesse à laquelle elles se déplacent dans le fluide.

Des tensioactifs sont souvent ajoutés au liquide utilisé pour produire des mousses. Cela génère des propriétés interfaciales qui ont une influence importante sur le glissement des mousses et sur le drainage du liquide dans les mousses, voir figure 1.5.

Si l'aire d'une interface est augmentée rapidement par rapport à la vitesse de transport des molécules tensioactives dans la phase liquide, la concentration en tensioactifs à l'interface diminue sans que l'interface puisse se repeupler. Cela induit une augmentation de la tension de surface qui s'oppose à la création de plus de surface. Ce phénomène est caractérisé par le module de dilatation élastique de l'interface E_{surface} . D'autre part, les interfaces possèdent une viscosité de surface μ_{surface} qui caractérise leurs dissipations face aux dilatations et cisaillements. Elle s'oppose aussi à l'écoulement des interfaces [11].

Quand l'aire de la surface est modifiée rapidement par rapport au transport des molécules, la viscosité de surface et le module de dilatation sont grands. La surface répond comme une couche solide sur le liquide et est dite *incompressible*.

Dans le cas opposé où les modifications d'aire sont assez lentes pour que la concentration en tensioactifs à l'interface puisse être constante, la surface est dite *compressible*. Il n'y a pas de changements de tension de surface au cours de la déformation, ni de réponse de contrainte s'opposant à la déformation.

Ces deux cas sont des limites et la plupart des interfaces ont un comportement intermédiaire. De plus, comme le module de dilatation dépend de la vitesse à laquelle l'interface est déformée, une même concentration en un même tensioactif peut mener à des réponses mécaniques différentes de l'interface selon les déformations imposées [12, 13].

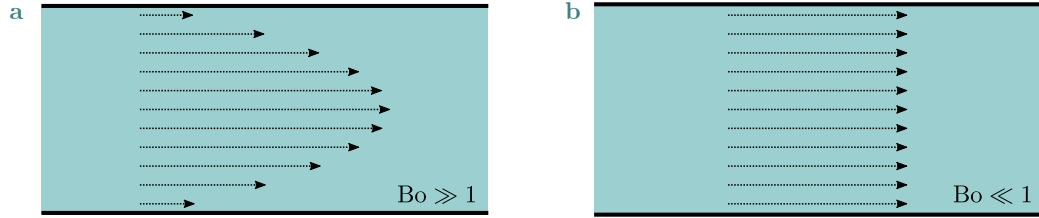


Figure 1.6 Nombre de Boussinesq Liquide représenté en vert dans un canal aux parois solides, représentées par des lignes noires horizontales. **a** Quand le nombre de Boussinesq est très grand devant 1, l'écoulement dans un milieu confiné présente un profil de vitesse de Poiseuille. **b** Dans le cas contraire où le nombre de Boussinesq est petit, la vitesse est uniforme dans l'épaisseur du canal : il s'agit d'un écoulement bouchon.

Le nombre de Boussinesq sert à quantifier l'influence de la viscosité interfaciale μ_{surface} lors de l'écoulement d'un fluide de viscosité μ dans un élément d'épaisseur caractéristique r dans la direction transversale à l'écoulement

$$\text{Bo} = \frac{\mu_{\text{surface}}}{r\mu}. \quad (1.5)$$

Pour de grands nombres de Boussinesq le fluide s'écoule dans le milieu avec un profil de vitesse de Poiseuille et l'interface est qualifiée de *rigide*. Dans le cas inverse, le fluide adopte un écoulement bouchon et l'interface est appelée *mobile*, voir figure 1.6.

1.2.2 Équilibre à la fin du drainage

Une mousse en contact avec un bain liquide trouve un équilibre final dans lequel la mousse est plus humide au contact du bain liquide qu'en haut du réservoir et où le drainage est arrêté. La gravité est alors compensée par la succion capillaire. La différence de fraction liquide est visible à l'oeil nu en observant la forme des bulles d'une mousse au contact d'un bain liquide, voir figure 1.7b. L'évolution de la fraction liquide de la mousse en fonction de la hauteur de mousse est donnée par l'équation semi-empirique issue du travail de Maestro *et al.* [2] dans lequel la fraction liquide est mesurée par conductimétrie dans des colonnes de mousses

$$\tilde{z}(\varphi_l) = k(\sqrt{\varphi_c} - \sqrt{\varphi_l}) \left(3 + \frac{\sqrt{\varphi_c^3}}{\sqrt{\varphi_l}} \right) + \frac{k}{2}(3 - 2\varphi_c - \varphi_c^2) \ln \left[\frac{(\sqrt{\varphi_l} + 1)(\sqrt{\varphi_c} - 1)}{(\sqrt{\varphi_l} - 1)(\sqrt{\varphi_c} + 1)} \right]. \quad (1.6)$$

Dans cette équation, $\tilde{z}(\varphi_l) = \frac{zR}{\ell_c^2}$ est la hauteur normalisée de mousse, z est la hauteur de mousse à partir du liquide, comme visible sur la figure 1.7b, et $k = 7.3$ est

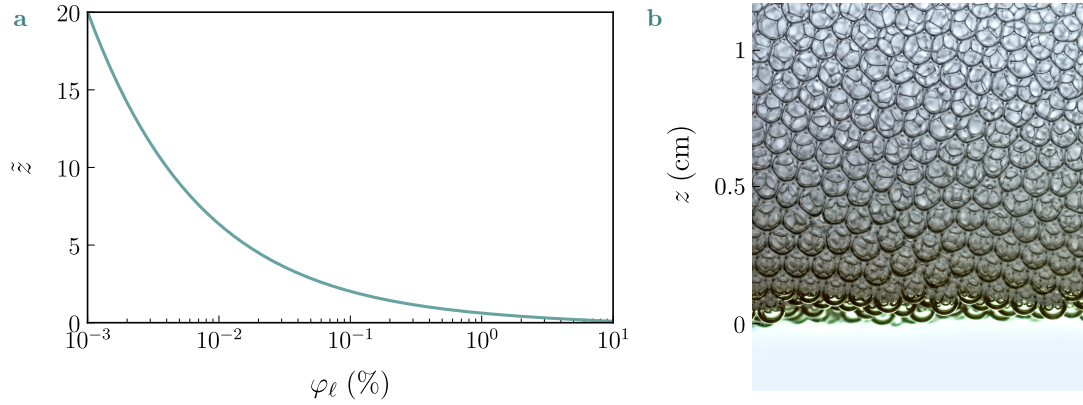


Figure 1.7 Drainage dans les mousses **a** Distance renormalisée \tilde{z} à l’interface liquide/mousse en fonction de la fraction liquide, suivant l’équation 1.6, extraite du travail de Maestro *et al.* [2]. **b** Photographie prise à travers la paroi en verre de la cuve dans laquelle la mousse est générée (Nikon D7200, avec un objectif Nikon 200mm). On constate que les bulles au contact de la solution savonneuse sont sphériques, montrant la grande proportion de liquide dans cette partie de mousse. Les bulles plus haut sont déformées et adoptent des formes polyédriques sous la pression de leurs voisines.

une constante déterminée empiriquement. Cette équation est obtenue en utilisant l’hypothèse que le volume de gaz reste constant au cours du drainage.

1.2.3 Dynamique du drainage

Il est possible de déterminer la perméabilité de l’ensemble d’un matériau poreux si la perméabilité de ses pores est connue. Dans le cas des mousses, le liquide est compris dans trois types de pores par ordre de volume croissant : les films de savon, les vertex et les bords de Plateau, voir figure 1.2. Comme le liquide compris dans les films de savon est le plus confiné, l’écoulement au long des films est rarement pris en compte dans les modèles décrivant le drainage des mousses.

Cette approximation devient de plus en plus fautive quand la fraction liquide de la mousse avoisine 10 % ou plus [14]. C’est un sujet intéressant pour les études de drainage de mousses en microgravité [15] ou pour les analogies avec les émulsions [16] mais sur Terre le drainage des mousses est trop rapide pour que les plus grandes fractions liquides soient observées en laboratoire.

Le modèle de drainage possède deux conditions limites dans lesquelles l’ensemble de l’écoulement a lieu dans les bords de Plateau – le modèle des *canaux* [17, 18] – ou à travers les vertex – le modèle des *vertex* [9].

Le modèle des canaux est plus souvent retrouvé expérimentalement que le modèle des noeuds [19, 8]. Il est décrit par l’équation du drainage de mousses formulée par Gol’dfarb *et al.* [17] qui contrebalance la gravité par un écoulement de Poiseuille dans les bords de Plateau

$$\frac{\partial \tilde{\varphi}_\ell}{\partial \tilde{t}} = \frac{\partial}{\partial \tilde{z}} \left(\tilde{\varphi}_\ell^2 + \frac{\sqrt{\tilde{\varphi}_\ell}}{2} \frac{\partial \tilde{\varphi}_\ell}{\partial \tilde{z}} \right) \quad (1.7)$$

dans cette équation, l’approximation sur l’expression du rayon des bords de Plateau de l’équation 1.4 a été faite. Les grandeurs sont adimensionnalisées par la longueur capillaire ℓ_c , le temps adimensionné $t^* = \frac{3\mu}{sK_c\sqrt{\gamma\rho g}}$ et la fraction liquide adimensionnée

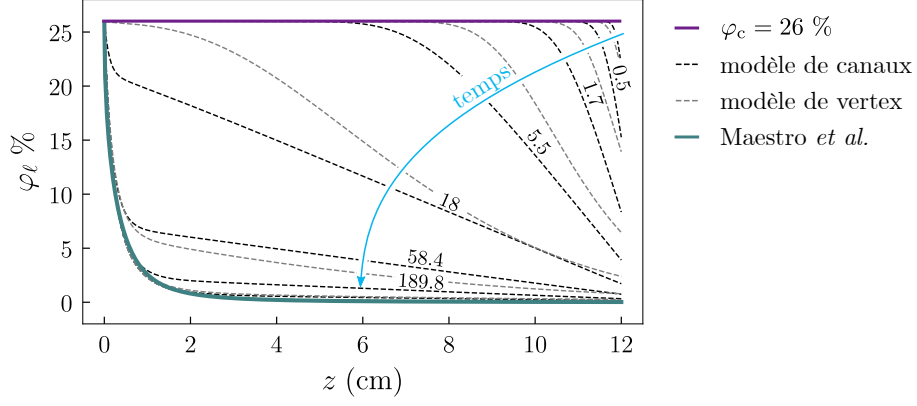


Figure 1.8 Dynamique du drainage Résolution numérique des équations 1.7 et 1.8 réalisée par François Boulogne. Fraction liquide φ_ℓ en fonction de la distance à l'interface liquide/mousse z . La ligne violette horizontale est l'état de fraction liquide initiale de la mousse, choisie uniforme et égale à 26 %. Au niveau du contact entre la mousse et le liquide, pour $z = 0$, la fraction liquide reste égale à 26 %. La ligne verte est l'équation 1.6 empiriquement obtenue par Maestro *et al.*. Les lignes noires en pointillés sont la solution numérique de l'équation 1.7 du modèle des canaux. Les lignes grises en pointillée sont la solution de l'équation 1.8 du modèle des vertex. Le temps, indique en secondes sur la figure, s'écoule de haut en bas au fur et à mesure que les deux équations tendent vers la solution de Maestro *et al.*

$\varphi_\ell^* = \varphi_\ell \ell_c^2 / r_{pb}^2$, avec $s = \sqrt{3} - \pi/2$ un facteur numérique obtenu par analyse géométrique et reliant la section d'un bord de Plateau avec son rayon de courbure. K_c est un paramètre sans dimension qui vaut 0.02 pour des nombres de Boussinesq infiniment grands et qui augmente quand le nombre de Boussinesq diminue [8].

Le modèle des vertex a été formulé par Koehler *et al.* [9] pour répondre aux observations qui n'étaient pas en accord avec l'équation 1.7 pour de petits nombres de Boussinesq [15],

$$\frac{\partial \tilde{\varphi}_\ell}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial \tilde{z}} \left(\tilde{\varphi}_\ell^{3/2} + \frac{1}{2} \frac{\partial \tilde{\varphi}_\ell}{\partial \tilde{z}} \right). \quad (1.8)$$

Cette équation suppose les mêmes approximations que l'équation 1.7 et est adimensionnalisée à l'aide des mêmes grandeurs.

François Boulogne a résolu numériquement les équations 1.7 et 1.8, cette étude est présentée sur la figure 1.8 pour une mousse de 12 cm de hauteur et de rayon de bulles $R = 0.7$ mm. Il y apparaît que le régime stationnaire décrit par l'équation 1.6 est atteint au maximum en 3 minutes pour une mousse initialement uniformément humide pour les deux modèles de drainage.

La section suivante discute la réponse des mousses à un cisaillement.

1.3 Écoulements des mousses

Les mousses présentent une réponse élastique pour des déformations faibles [20], alors que pour des déformations plus importantes la limite plastique du matériau est dépassée. Dans ce second cas de figure, la mousse s'écoule comme un liquide rhéofluidifiant et les bulles changent de voisines par des réorganisations appelées

transformations T1, voir figure 1.9. La possibilité de faire des réorganisations limite l'énergie élastique qu'une mousse peut emmagasiner.

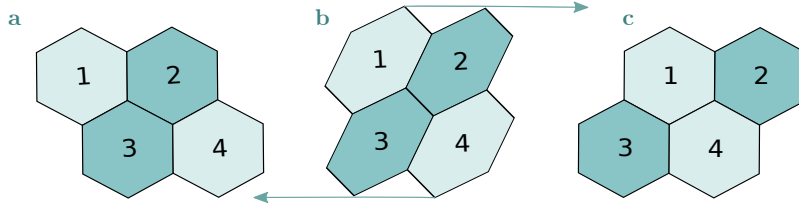


Figure 1.9 Transformations T1 Cette figure est schématique. Le gaz est coloré et les bords de Plateau sont représentés en noir. Dans la réalité les bords de Plateau se rencontrent avec un angle de 120° . **a** Quatre bulles au repos. **b** Les bulles sont soumises à un cisaillement et se déforment élastiquement sans changer la topologie de la mousse. Si la contrainte est relâchée, elles retrouvent leur configuration initiale. **c** Les bulles ont changé de voisines, la topologie de la mousse est modifiée. Il s'agit d'un écoulement.

Ces deux réponses mécaniques dépendant des contraintes appliquées sont très bien illustrées par la capacité d'une colonne de mousse à supporter son propre poids, jusqu'à une hauteur à partir de laquelle la colonne s'écoule et s'étale [21]. Le comportement des mousses est celui d'un fluide à seuil, souvent phénoménologiquement décrit par la loi de Hershell-Bulkley, qui comporte deux parties selon que la contrainte exercée sur la mousse est supérieure ou inférieure à la contrainte seuil τ_{seuil} propre à la mousse,

$$\begin{cases} \dot{\gamma} = 0 & \text{si } \tau_{\text{HB}} < \tau_{\text{seuil}} \\ \tau_{\text{HB}} = \tau_{\text{seuil}} + \eta(\dot{\gamma})\dot{\gamma} & \text{si } \tau_{\text{HB}} > \tau_{\text{seuil}}, \end{cases} \quad (1.9)$$

où $\dot{\gamma}$ est le taux de cisaillement de la mousse et $\eta(\dot{\gamma})$ est la viscosité effective de la mousse qui dépend de $\dot{\gamma}$ [22, 23]. La mesure de $\eta(\dot{\gamma})$ donne souvent une variation en loi de puissance $k\dot{\gamma}^{n-1}$ avec k qui ne varie pas en fonction du taux de cisaillement et dont l'unité, dépendante de n , est le $\text{Pa} \cdot \text{s}^{1/n-1}$. La mesure du paramètre n dans les mousses liquides donne généralement des valeurs comprises entre 0.3 et 1 [23] et traduit le caractère rhéofluidifiant des mousses.

L'influence des contributions de la contrainte seuil τ_{seuil} et celle des contraintes d'écoulement $k\dot{\gamma}^n$ sont comparées à l'aide du nombre adimensionné de Bingham

$$\text{Bi} = \frac{\tau_{\text{seuil}}}{k\dot{\gamma}^n}. \quad (1.10)$$

Tant que le nombre de Bingham reste grand, les effets de vitesses sont négligeables sur la déformation de la mousse.

1.3.1 Mesurer l'écoulement

Pour caractériser les paramètres de l'écoulement des mousses décrits dans la section précédente, il est utile de pouvoir suivre l'écoulement des bulles, mais les mousses sont un milieu hautement diffusif. C'est pourquoi les techniques pour observer l'écoulement des mousses ont toutes des limitations. Une première solution consiste à changer le système et à travailler avec une mono-couche de bulles piégées entre deux parois transparentes ou à la surface d'un bain liquide. L'écoulement s'observe alors directement et les champs de pression peuvent être déduits de la déformation des bulles [24], voir figure 1.10.

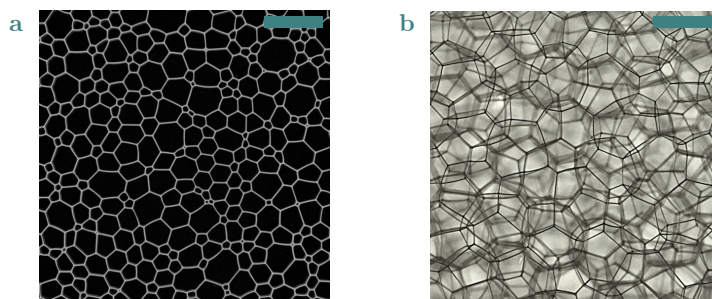


Figure 1.10 Photographies de mousses **a** Photographie prise par Chiara Guidolin lors de sa thèse : mono-couche de bulles piégées entre deux plaques de plexiglass. Toutes les bulles sont clairement visibles, ce qui rend l'étude de leur mouvement possible. La barre d'échelle mesure 2 cm. **b** Photographie d'une mousse tridimensionnelle (Nikon D7200 muni d'un objectif de 200 mm). Seules trois couches de bulles sont visibles. La barre d'échelle mesure 2 mm.

Pour les mousses tridimensionnelles, il existe diverses techniques comme des méthodes optiques permettant la visualisation d'au plus trois couches de bulles [7]. Il est aussi possible d'utiliser des pulsations d'ultrasons [25] mais ils sont peu efficaces pour les mousses les plus humides. L'imagerie par résonance magnétique [26, 27] demande de longs temps de pose. La diffusion de rayons X [28] est rendue possible grâce à des sources puissantes ou de neutrons [29] et fonctionne mieux en introduisant des traceurs.

Nous avons choisi d'observer le mouvement des bulles à travers une paroi transparente du réservoir de mousse. Cette technique présente l'avantage de n'avoir pas de limitation temporelle autre que la rapidité d'acquisition de la caméra choisie. Et de ne pas nécessiter l'introduction de traceurs. Par contre il n'est possible de sonder que le comportement des trois couches de bulles immédiatement en contact avec la paroi, voir figure 1.10b.

1.3.2 Évaluation de la contrainte seuil

Par définition, pour des contraintes appliquées atteignant la contrainte seuil, le matériau commence tout juste à s'écouler ou à se figer. Cela correspond au changement entre une viscosité finie et une viscosité infinie. Mais comme il est impossible de réaliser des mesures d'une durée infinie – ou d'appliquer des taux de cisaillement infiniment faibles aux matériaux – les mesures de contrainte seuil sont très sensibles et mènent à des résultats disparates [30, 31].

Le test d'effondrement a été initialement développé pour caractériser les propriétés mécaniques du ciment, voir figure 1.11a. Il consiste à remplir un cylindre ou un cône creux du matériau, puis à retirer le cylindre et à relever la hauteur sur laquelle le ciment s'est effondré. Le lien entre cette hauteur et la contrainte seuil du matériau a été formulé par Murata [32], puis corrigé par Schowalter *et al.* [33] et numériquement exploré par Roussel [34]. Il présente l'avantage de ne pas demander d'instrument de mesure spécifique et d'être robuste [35], mais il est peu applicable dans les systèmes qui présentent de forts drainages, ou dont la structure est altérée rapidement. Un autre test nécessitant peu de matériel consiste à déposer un petit tas du fluide à seuil sur une plaque couverte de rugosités suffisamment grandes pour éviter le glissement et à incliner cette plaque jusqu'au moment où le fluide commence à s'écouler, voir fig 1.11b [31].

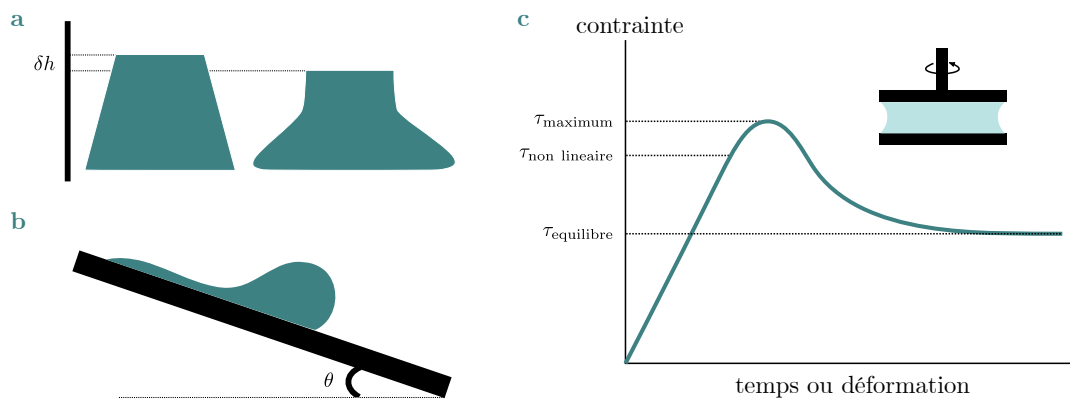


Figure 1.11 Méthodes de détermination de la contrainte seuil **a** Méthode de l’effondrement. La contrainte seuil est déduite par l’analyse de la forme d’un tas du matériau étudié après qu’il se soit déformé sous l’effet de son propre poids. **b** En plaçant le matériau sur un plan incliné, l’angle à partir duquel le matériau s’écoule donne une estimation de la contrainte seuil. **c** Allure d’une courbe de contrainte en fonction du temps, pour un taux de déformation imposé fixe. Les différentes contraintes mises en valeur par les traits horizontaux en pointillés conduisent à différentes définitions de la contrainte seuil du matériau.

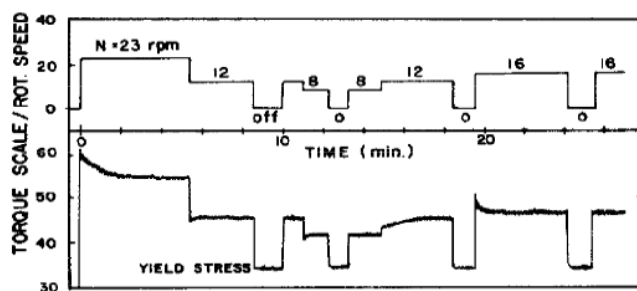


Figure 1.12 Expérience de détermination de la contrainte seuil d’une argile par la méthode de la relaxation Une argile est introduite dans un rhéomètre à géométrie de Couette. Pour différentes vitesses de rotation imposées, la contrainte mesurée atteint un régime permanent, puis le rhéomètre est arrêté et la contrainte décroît vers une constante non nulle et indépendante de la vitesse initiale. Cette figure est extraite du travail de Dzuy *et al.* [36]

La contrainte seuil peut aussi être mesurée à l’aide de rhéomètres de différentes géométries. Les mesures sont rendues délicates par l’apparition de glissement aux parois des appareils. Ces glissements sont le plus souvent limités en ajoutant des rugosités sur les murs des appareils ou en utilisant une géométrie de Vane dans laquelle un objet muni d’ailettes tourne dans le matériau testé [37, 38]. L’allure d’une courbe de contrainte en fonction du temps pour un taux de cisaillement imposé donné est schématisée en figure 1.11c. La contrainte seuil est alors déterminée soit en récupérant le point où la contrainte n’est plus une fonction linéaire du temps, soit en prenant le maximum de contrainte atteint, soit en récupérant les valeurs de contrainte à l’équilibre pour différents taux de cisaillement appliqués et en extrapolant vers les taux de cisaillement infiniment faibles, [39]. Plus rarement, la contrainte seuil est aussi déterminée à partir de la valeur de contrainte atteinte dans un matériau après différents taux de cisaillement, comme illustré en figure 1.12 [36, 40, 41]. Les problèmes de cette méthode sont principalement liés aux glissements sur les parois, aussi présents pour les autres méthodes.

Il existe aussi d'autres méthodes moins souvent rencontrées d'évaluation de la contrainte seuil par écoulement dans un tuyau, ou par pénétrométrie [42]. Avec l'ensemble de ces méthodes, il existe un grand nombre de déterminations différentes de la contrainte seuil qui sont en accord sur l'ordre de grandeur mais pas toujours sur la valeur exacte de celle-ci [31].

Comme la question du glissement sur les parois est récurrente quel que soit le système choisi pour caractériser l'écoulement d'un fluide à seuil, il existe différentes techniques pour diminuer, annuler le glissement, ou vérifier son absence. Dans un rhéomètre, il est courant de vérifier si la mesure n'est pas sensible à un changement de proportion entre le volume du fluide et l'aire de contact avec les parois, par exemple en modifiant l'espacement des deux disques d'une géométrie plan/plan [43, 44, 45]. Une autre méthode robuste consiste à visualiser le flux du matériau pendant la mesure [46]. L'effet de l'ajout de rugosités sera traité en section 1.4.

1.3.3 Modèles à l'échelle de la bulle

Le modèle de Hershell-Bulkley 1.9 est phénoménologique et capture bien la réponse mécanique des mousses quand elles sont considérées comme un matériau continu et sur des échelles grandes devant la taille des bulles. Divers modèles existent pour expliquer le comportement en loi de Hershell-Bulkley à partir des propriétés des bulles.

Par analogie avec les théories de champ moyen, le modèle *Soft Glassy Rheology* (SGR) [47] considère le passage entre la déformation élastique et les transformations T1 comme une barrière d'énergie à comparer aux agitations mécaniques dans la mousse, qui sont un analogue des agitations thermiques [48]. Ce modèle permet de retrouver les diverses réponses rhéologiques des mousses à condition d'utiliser des formes adéquates d'agitation mécanique ce qui est rendu complexe par la difficulté d'observer le mouvement individuel des bulles. Cette idée est confortée par le fait que des vibrations acoustiques facilitent l'apparition d'événements T1 [49].

Le modèle de champ moyen, bien qu'il reproduise avec succès le comportement des mousses, ne permet pas l'émergence de zones plus cisailées que d'autres, pourtant observées dans les mousses [27] et ne prend pas en compte l'influence des bulles voisines sur l'écoulement local. En effet, une transformation T1 crée un quadrupôle de déplacement autour d'elle [50, 51, 28]. Sur une distance de quelques bulles [52] les voisines sont déformées et déplacées. Les bulles proches d'un événement T1 sont susceptibles de changer de voisines aussi, ce qui crée des avalanches d'événements T1 [53, 50].

C'est de ces observations qu'émerge l'idée d'introduire une fluidité de la mousse – l'inverse de sa viscosité – hétérogène dans l'espace. Dans ce modèle, la fluidité est plus grande autour d'un événement T1 et diffuse dans la mousse sur une distance évaluée expérimentalement par l'observation de l'influence du déplacement des bulles sur les contraintes environnantes [54]. Ce modèle a permis de décrire avec succès des écoulements de mousses présentant des cisaillements non homogènes [55].

Bandes de cisaillement

Quand une mousse est cisailée, le taux de cisaillement n'est pas forcément uniforme sur tout son volume. Il peut apparaître des zones fluides dans lesquelles les événements plastiques sont nombreux alors que d'autres zones du matériau continuent de

répondre élastiquement aux déformations. Ce phénomène est aisément observé dans des mousses quasi bidimensionnelles. Par exemple, il est reporté expérimentalement que les bandes de cisaillement apparaissent dans des mousses 2D piégées entre deux plaques, mais pas pour un radeau de bulles sur un liquide [56, 55, 57].

Par contre, les bandes de cisaillement sont plus difficiles à observer dans des mousses tridimensionnelles. Dans deux systèmes très similaires utilisant l'imagerie par résonance magnétique dans les rhéomètres munis de géométries de Couette, les bandes de cisaillement sont observées [58] ou non [46]. L'explication couramment acceptée est que la bande de cisaillement dans la mousse croît au cours du temps jusqu'à occuper toute l'épaisseur de l'échantillon. L'apparition ou non de bandes de cisaillement dépend donc de l'histoire de la mousse.

Phénomènes de dilatance

La dilatance a été décrite pour la première fois pour des systèmes granulaires. Dans ces systèmes, les contraintes appliquées ont pour effet de diminuer la densité du matériau en empêchant les grains de se positionner de manière compacte [59]. De manière analogue, quand seule une région d'une mousse liquide est soumise à des cisaillements, le liquide afflue vers la zone déformée et les bulles sont arrangées de manière moins compacte. Ce phénomène a été observé visuellement dans des mousses tridimensionnelles [60] puis un modèle a été écrit pour une géométrie de Kelvin [61]. Ce modèle, qui n'est valide que tant que les mousses restent dans une configuration de Kelvin, est intrigant et prédit bien une augmentation de la fraction liquide dans les zones cisailées pour des mousses de fraction liquide inférieure à $\varphi_\ell = 1.4\%$, mais n'exclut pas une diminution de la fraction liquide pour des mousses plus humides. Il n'y a à ma connaissance pas de mesures quantitatives de la fraction liquide pendant des écoulements de mousses qui pourraient infirmer ou confirmer ce modèle.

Parmi les questions posées par la rhéologie des mousses, l'influence du frottement sur les parois utilisées pour appliquer le cisaillement est encore peu comprise. Dans la section suivante, je présente quelques notions de frottements de liquides sur des surfaces lisses ou rugueuses.

1.4 Frottement de liquides

1.4.1 Sur des surfaces lisses

Pour décrire l'écoulement d'un fluide, il faut connaître sa réponse aux contraintes appliquées dans le volume – sa loi constitutive – et son comportement auprès des parois. Les glissements près des parois sont généralement quantifiés par la longueur de Navier ℓ_{Navier} , ou longueur de glissement. Elle est définie comme la distance à laquelle une extrapolation linéaire du profil de vitesse d'un fluide s'annule, voir figure 1.13. Pour des fluides simples, qui sont composés de petites molécules, la condition de non glissement qui stipule que la vitesse du fluide auprès des parois et la longueur de glissement sont nulles, est généralement bien vérifiée. Par exemple, pour de l'eau les longueurs de glissement sont mesurées autour de 10 nm [62, 63, 64, 65]. Pour des fondus de polymères qui sont composés de molécules bien plus grandes, les longueurs de glissement peuvent atteindre des échelles millimétriques [66]. Les mécanismes liés aux glissements pour ce type de fluides sont généralement expliqués soit par de la friction directement entre la paroi et les molécules du fluide, soit par la formation

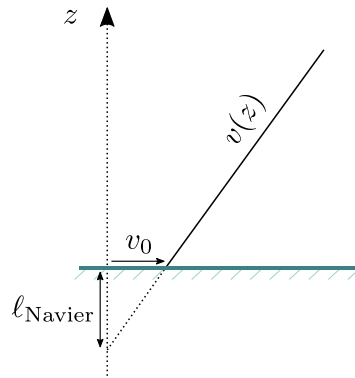


Figure 1.13 Longueur de Navier Profil de vitesse pour un fluide uniphase en contact avec une paroi solide, représentée en vert. Dans cet exemple, la vitesse est une fonction linéaire de la distance à la paroi z et vaut v_0 au contact du solide. L'extrapolation linéaire du profil de vitesse est représentée en pointillés et rejoint l'axe z à une distance ℓ_{Navier} .

d'une couche déplétée proche de la paroi dans laquelle le fluide est localement moins dense. Ce second mécanisme augmente drastiquement les longueurs de glissement dans le cas des systèmes biphasiques, tels que des émulsions, des granulaires, ou des mousses, ou encore dans le cas des solutions de polymères. Le mécanisme de ce glissement est très différent : ce ne sont plus les molécules qui se déplacent directement sur la paroi, mais les régions de phase dispersée – gouttes, bulles, grains, blobs de polymères. Cette différence conduit certains auteurs à évoquer un *glissement apparent* [37].

1.4.2 Sur des surfaces texturées

Pour réduire le glissement apparent sur des surfaces solides, il est possible de traiter les surfaces chimiquement [67]. Mais la solution la plus couramment utilisée est d'ajouter des aspérités sur les parois des solides au contact des fluides [37, 68]. Cela peut se faire en collant du papier de verre [40, 23, 1] ou des billes [69] sur les surfaces, en rainurant les murs [55, 70], en les sablant [71, 72], ou encore en y ajoutant des piliers de géométries différentes [73]. La présence de glissement ou non sur les surfaces texturées est ensuite constatée optiquement [74], ou en changeant l'espacement entre les mâchoires d'un rhéomètre et en s'assurant qu'il n'y a pas de dépendance des propriétés du matériau avec l'espacement [70, 75].

Selon les fluides et les dispositifs expérimentaux, peu d'études présentent la transition du glissement vers le non glissement en fonction des rugosités appliquées [76]. Il est même peu courant que les auteurs présentant des résultats de rhéologie précisent les caractéristiques des rugosités aux lecteurs ! Pour des fluides simples, l'ajout de rugosités de très petite taille permet de diminuer drastiquement les longueurs de glissement. De manière cocasse, l'ajout de rugosités très contrôlées permet la création de surfaces hydrophobes qui forcent l'apparition d'une couche de déplétion et augmente grandement le glissement des liquides [77].

Pour les granulaires, une expérience très populaire consiste à laisser s'écouler le granulaire sur une plaque rugueuse dont l'inclinaison est changée. Dans ce contexte, Pouliquen et Forterre [78] ont montré qu'il existe trois régimes d'écoulement pour les granulaires : décéléré, de vitesse constante et accéléré. L'apparition de ces régimes

dépend de l'angle imposé à la surface et des conditions de frottement entre le granulaire et le plan incliné. En changeant continûment la taille des rugosités, Goujon *et al.* [69] observent expérimentalement l'importance du rapport de taille entre les rugosités et les grains. Ils constatent qu'augmenter la taille des rugosités conduit à un maximum de frottement, qui est atteint quand le rayon des rugosités est égal à deux fois le rayon des billes composant le granulaire. Au delà de cette taille, augmenter les rugosités conduit à diminuer à nouveau les frottements. Ce résultat n'est pas retrouvé par les simulations numériques de Zheng et Hill [79], qui montrent que la dépendance du frottement en fonction du rapport de taille des rugosités n'est pas la même selon l'inclinaison des plaques. Une étude numérique plus récente, réalisée par Jing *et al.* [80] met en avant l'importance de ne pas seulement caractériser les rugosités par leur rayon, mais aussi par leur espacement. Dans cette étude, une définition de la rugosité qui prend à la fois en compte le rayon des rugosités et l'espacement entre les billes permet de prédire la transition entre glissement et non glissement pour des granulaires de billes monodisperses. Il n'y a à ma connaissance pas encore de vérifications expérimentales de cette observation numérique.

Pour des suspensions de sphères dures, Isa *et al.* [74] montrent à l'aide d'une visualisation au microscope confocal que le glissement n'est plus présent quand la taille des aspérités est légèrement supérieure ($\sim 10\%$) à la taille des sphères.

Différentes études récentes mettent en avant expérimentalement l'existence d'une contrainte seuil de glissement dans des gels de Carbopols [81] et dans des émulsions [82]. Pour un système de gouttes d'huiles entourées d'une solution aqueuse, Keiser *et al.* [83] rapportent l'importance de la vitesse de l'écoulement sur l'influence des rugosités : ils rapportent que quand les gouttes parcourent lentement les surfaces texturées, l'influence des rugosités est grande. Au delà d'une vitesse critique, le dépôt aqueux – dont l'épaisseur est dictée par la vitesse et les propriétés du fluide, voir section 1.5.1 – recouvre les rugosités et leur influence ne se fait plus du tout sentir sur l'écoulement des gouttes. Enfin, dans des simulations numériques d'écoulements d'émulsions dans des canaux, Pelusi *et al.* montrent que l'effet de la vitesse de cisaillement du fluide diffère selon la forme des rugosités.

Toutes ces expériences soulèvent des questions sur l'influence de la taille et de la répartition des rugosités sur les surfaces solides, en mettant souvent en avant l'importance de comparer la taille des rugosités à la taille des éléments dispersés du liquide biphasique. L'autre question généralement soulevée par ces études concerne l'impact des vitesses de cisaillement sur le glissement des fluides. Dans la suite, je présente plus en détail des travaux sur le glissement des mousses. Par rapport aux autres systèmes décrits dans cette section, elles présentent l'avantage d'avoir des éléments (les bulles) plus facilement visibles auprès des parois.

1.4.3 Frottement de mousses sur des surfaces lisses

La friction d'une longue bulle dans un tube lisse a été initialement étudiée expérimentalement et théoriquement par Bretherton [84]. Pour de faibles nombres capillaires $Ca = \mu V / \gamma$ où μ et γ sont la viscosité dynamique et la tension de surface de la phase liquide et V la vitesse du ménisque dans le tube, les effets inertiels peuvent être négligés. Cette condition a été vérifiée par Quéré *et al.*, qui montrent que les effets de l'inertie sont importants pour des nombres capillaires supérieurs à 10^{-2} [85].

Le problème est alors gouverné par les dissipations visqueuses et la capillarité. Comme les changements de courbure de l'interface liquide/air et les gradients de vi-

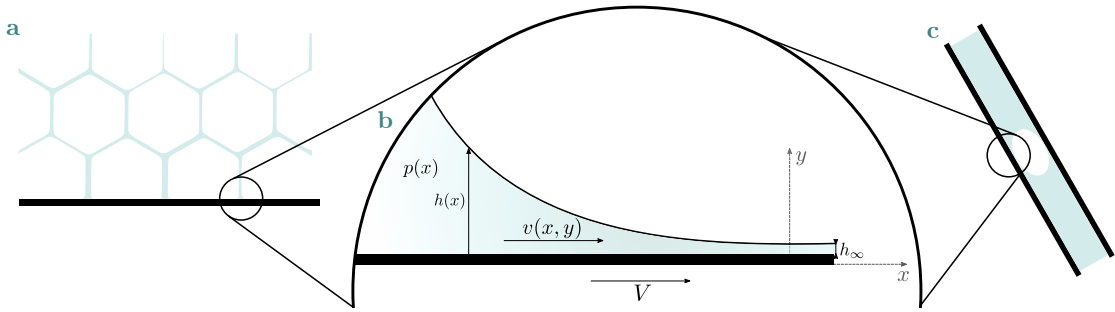


Figure 1.14 Méninges liquides sur des surfaces solides. **a** Représentation schématique d'une mousse sur un solide. **b** Détails du ménisque. Le solide se déplace à la vitesse V qui peut être positive ou négative selon la région observée. À l'intérieur du liquide, la pression est $p(x)$ et la vitesse selon l'axe x est notée $v(x, y)$. La distance entre le solide et l'interface liquide/air est $h(x)$. L'épaisseur du film liquide loin du ménisque est notée h_∞ . Ces notations et cette représentation sont inspirées du travail de Bretherton [84]. **c** Représentation d'une bulle d'air dans un tube rempli de liquide.

tesse dans le liquide sont plus importants dans les ménisques à l'avant et à l'arrière de la bulle [86], une approximation raisonnable réduit le problème à l'étude de ménisques se déplaçant sur une surface solide. C'est grâce à cet argument qu'un parallèle entre l'étude d'une bulle se déplaçant dans un tube et d'une mousse glissant sur une surface peut se faire, voir figure 1.14.

En utilisant les notations de la figure 1.14b où $h(x)$ est la distance entre le solide et l'interface liquide/air, le liquide a une pression $p(x)$ et une vitesse selon x notée $v(x, y)$. La pression p est due à la courbure de l'interface. L'équation de Stokes dans l'approximation de lubrification s'écrit

$$\mu \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} = \frac{\partial p}{\partial x} = -\gamma \frac{\partial^3 h}{\partial x^3}. \quad (1.11)$$

Cette expression peut être intégrée en écrivant que la vitesse du fluide vaut V au contact de la paroi solide. La seconde condition aux limites, en $y = h$, dépend des propriétés interfaciales du liquide. Pour les cas extrêmes des liquides purs ou des interfaces incompressibles, l'équation 1.11 peut être intégrée pour trouver une expression analytique de la vitesse du fluide dans le ménisque en mouvement, comme montré par Cantat [13]. La formulation de la vitesse permet ensuite de remonter à la force visqueuse exercée par la paroi sur le fluide : $F_{\text{paroi/fluide}} = -\mu \int \frac{\partial v}{\partial y}(x, 0) dx$.

Pour les cas intermédiaires entre les liquides purs et les surfaces incompressibles, ce calcul conduit à une expression de la force $F_{\text{paroi/fluide}}$ qui s'écrit comme une combinaison linéaire de $\text{Ca}^{2/3}$ et de $\text{Ca}^{1/3}$ dont les poids respectifs dépendent des propriétés interfaciales du liquide [13, 45, 87].

Pour les mousses glissant sur des surfaces lisses, une multitude de ménisques frottent et sont orientés dans toutes les directions sur la surface, voir figure 1.15. Cantat et Dollet [88] ont montré que ces ménisques ne contribuent aux dissipations que dans la direction perpendiculaire au mouvement du solide et considèrent une longueur projetée des ménisques sur cette direction. Cette contribution modifie le préfacteur numérique dans l'expression des dissipations visqueuses, mais pas la loi de puissance.

Une autre différence entre les mousses et les bulles isolées est l'existence de la fraction liquide, qui change la morphologie du ménisque. Plus les ménisques sont

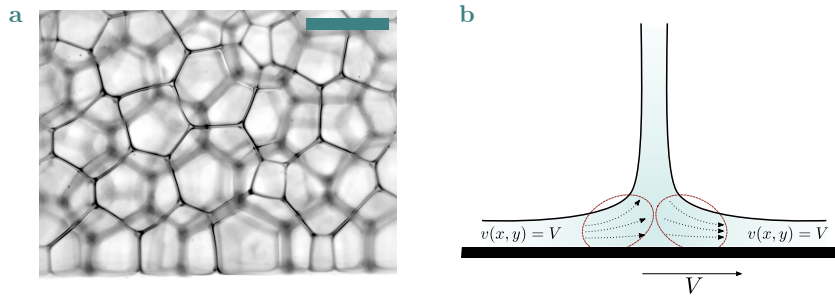


Figure 1.15 Mousse sur une surface lisse en mouvement. **a** Photographie d'une mousse de fraction liquide $\varphi_\ell = 0.3 \%$ et de rayon de bulles $R = 0.7$ mm pendant le déplacement à $V = 1$ mm/s d'une plaque en verre lisse de la gauche vers la droite, en blanc en bas de l'image. La barre d'échelle mesure 1 mm. **b** Représentation des zones de grands changements de courbure de l'interface et des zones de grands gradients de vitesse lors du mouvement d'un film de savon sur une surface solide.

épais, moins l'approximation de lubrification est valide. Le Merrer *et al.* [89] mettent en évidence expérimentalement que pour les mousses les plus humides, à la limite du liquide bulleux, la dissipation est en $F_{\text{paroi}/\text{fluide}} \propto \text{Ca}$. Néanmoins, pour des mousses sèches de fraction liquide inférieure à $\varphi_\ell = 10 \%$, Raufaste *et al.* [24] montrent qu'une correction phénoménologique prenant en compte l'évolution en $\varphi_\ell^{1/2}$, mais conservant une loi de puissance en $\text{Ca}^{2/3}$, suffit pour décrire les données. Dans ce manuscrit, j'utilise l'expression 1.12 formulée par Raufaste *et al.* [24] pour des mousses de fractions liquides comparables à celles que j'ai explorées. Le facteur numérique de cette expression prend en compte la résolution de l'équation de Stokes et les corrections phénoménologiques supplémentaires

$$\tau_{\text{glissement}} = 3.8 \frac{\gamma}{R} \varphi_\ell^{-0.25} \text{Ca}^{2/3}. \quad (1.12)$$

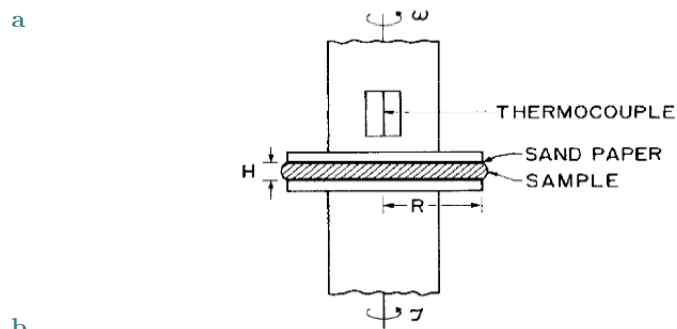
Cette description n'est valide que pour des mousses de fraction liquide inférieure à environ 10 % glissant sur des surfaces lisses mouillantes. Dès que les surfaces sont hydrophobes, les films de savon ont tendance à exploser lors du glissement [90].

1.4.4 Frottement de mousses sur des surfaces rugueuses

Pour éviter le glissement des mousses sur des interfaces, il est commun de couvrir les parois d'un rhéomètre de rugosités de la taille des bulles, voir figure 1.16 [40]. Ces rugosités sont souvent ajoutées en appliquant du papier de verre sur les surfaces [91, 75, 92], ou en les rainurant [93, 94]. Ce traitement est très similaire à celui adopté pour les autres liquides biphasiques décrits en section 1.4.2.

Les flux de mousses dans des roches rugueuses intéressent fortement les industries d'extraction de pétrole. Elles ont été caractérisées *in situ* dans des fractures de roches ou dans des matériaux poreux [95, 96, 97], mais peu d'études explorent l'influence de rugosités contrôlées sur le frottement des mousses.

Parmi ces études, le travail de Germain *et al.* [98] est précurseur et se concentre sur le mouvement d'une unique bulle d'air immergée dans un fluide au contact d'une surface rainurée. Dans ce travail, différents régimes de glissement sont identifiés et quand la profondeur des rainures est très grande, les bulles sont capturées. Une expérience similaire où une bulle d'air est piégée entre deux parois texturées avec de petits piliers est reportée dans les documents annexes à la publication de Keiser *et al.*



b In any kind of foam flow, considerable slippage at the wall is observed. This is because a thin liquid film forms at the walls, interfering with gathering accurate rheological information about foam. Pasting sandpaper (3M 120) on the circular disks caused the liquid to reside in the depressions between the particles of the sandpaper, thus eliminating the effect of the liquid film on rheological measurements. The grit size of the sandpaper did not affect the results as long as the particle size was commensurate with the bubble size.

Figure 1.16 Extraits choisis de Khan *et al.* [40] **a** Représentation d'un rhéomètre plan/plan dont les parois sont recouvertes de papier de verre pour empêcher le glissement. **b** Extrait de la description du choix des rugosités. La taille des rugosités est estimée suffisamment grande quand elle est comparable à la taille des bulles de la mousse.

[83]. De manière surprenante, les auteurs observent une force de friction plus faible sur la surface texturée que sur des parois lisses. Ces deux expériences contradictoires illustrent l'intéressante complexité des contacts entre bulles et surfaces rugueuses.

Par contre, l'impact de rugosités contrôlées sur l'écoulement des mousses n'a à ma connaissance été étudié que par Khan *et al.* qui rapportent de la première utilisation du papier de verre pour empêcher le glissement dans un rhéomètre. Leur évocation de l'impact de la taille des rugosités est mise en avant dans la figure 1.16 [40]. Ils y mettent en exergue la comparaison entre la taille des rugosités du papier de verre et la taille des bulles et ne voient plus de glissement sur les parois du rhéomètre dès que la taille des bulles est plus grande que la taille des rugosités.

Dans la section suivante, je présente l'enduction de liquides newtoniens puis de fluides à seuil sur des plaques.

1.5 Enduction

Quand un solide sort d'un fluide, il peut sortir recouvert d'un dépôt. Ce phénomène est souvent mis à profit pour peindre ou enduire des objets [99]. La théorie de cette expérience a principalement été développée par Landau, Levich et Derjaguin [100, 101].

1.5.1 Enduction d'une plaque par un liquide newtonien

Quand un solide est immobile dans un bain liquide, le fluide se raccorde au solide par un ménisque statique. Il est représenté par le trait en pointillés sur la figure 1.17. La hauteur du ménisque statique est dictée par la compétition entre la gravité et les effets capillaires. Par conséquent, elle est de l'ordre de la longueur capillaire $\ell_c = \sqrt{\frac{\gamma}{\rho g}}$ avec g l'accélération de la pesanteur.

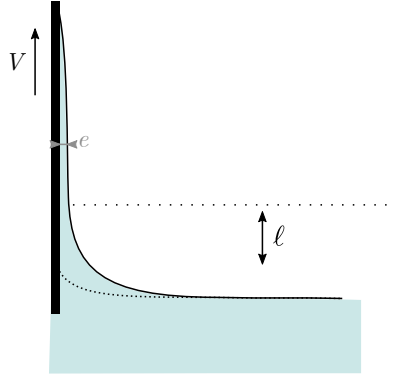


Figure 1.17 Enduction d'un liquide simple En noir, plaque tirée à vitesse V constante hors d'un liquide newtonien, en vert. Une couche d'épaisseur e est déposée sur la plaque. Le ménisque dynamique a une hauteur ℓ et le trait en pointillés représente le ménisque statique quand la plaque est immobile.

Quand le solide entre en mouvement à une vitesse constante V , la surface du liquide change de morphologie. Il se forme un film de liquide d'épaisseur e au long de la plaque. La zone de raccordement entre ce film et le ménisque statique a une hauteur ℓ qui est communément nommée ménisque dynamique, voir figure 1.17. Les différents régimes d'entraînement dépendent des contributions de la viscosité, de la capillarité, de la gravité et de l'inertie.

Si le solide est tiré assez lentement, en pratique pour $Ca \ll 10^{-3}$, l'inertie et la gravité peuvent être négligées [102]. Il s'agit du régime décrit par Landeau et Levich [100]. La force visqueuse qui permet de tirer le liquide s'écrit par unité de largeur de la plaque $\eta V \ell / e$. La courbure du ménisque dynamique est de l'ordre de e / ℓ^2 et la force capillaire par unité de largeur de la plaque vaut $\gamma e^2 / \ell^2$. L'équilibre des forces dans le ménisque dynamique donne :

$$\frac{\eta V \ell}{e} \sim \gamma \frac{e^2}{\ell^2}. \quad (1.13)$$

L'équilibre de pression entre le ménisque dynamique et le ménisque statique donne $e / \ell^2 \sim \ell_c^{-1}$. Cette relation combinée à l'équation 1.13 conduit à écrire

$$e \sim \ell_c \left(\frac{\eta V}{\gamma} \right)^{2/3} = \ell_c Ca^{2/3}. \quad (1.14)$$

L'épaisseur de liquide déposée est linéaire avec la longueur capillaire et dépend en puissance $2/3$ de la vitesse.

Quand la gravité commence à être importante, c'est-à-dire pour des nombres capillaires Ca supérieurs à 10^{-3} , ce sont la force visqueuse par unité de largeur de la plaque $\eta V \ell / e$ et la force par unité de largeur de la plaque due à la gravité $\rho g e \ell$ qui sont en compétition, cela donne une épaisseur déposée qui varie comme

$$e \sim \ell_c Ca^{1/2}. \quad (1.15)$$

Cette évolution correspond au régime de Derjaguin [101]. La dépendance en vitesse dans ce régime est moins grande que dans le régime de Landeau et Levich.

Effet de la rugosité du solide

En préparant des plaques rugueuses par méthode de sablage, Krechetnikov *et al.* [103] mettent en avant deux effets des rugosités sur l'entraînement. Premièrement, la rugosité diminue la tendance à démouiller du film liquide déposé sur les surfaces. Ensuite, l'épaisseur entraînée est bien décrite comme la somme de la hauteur des rugosités obtenues et de l'épaisseur d'un film liquide qui se comporte empiriquement comme dans le régime de Landau et Levich. La présence de piliers cylindriques régulièrement espacés augmente de la même manière la quantité de liquide extraite lors de l'enduction [104]. Pour des vitesses faibles, l'enduction se fait principalement en capturant le liquide entre les rugosités. Pour des vitesses d'entraînement plus grandes, l'épaisseur déposée devient la somme de la hauteur des piliers et de l'épaisseur d'un film recouvrant les piliers. Cette observation est encore confirmée par l'étude de Nasto *et al.* [105] pour l'entraînement de fluides sur des surfaces poilues : l'épaisseur d'entraînement est environ égale à la longueur du poil.

1.5.2 Enduction par des fluides à seuil

Observation d'épaisseurs déposées

Pour des fluides à seuil, la forme de l'interface dépend de l'histoire des déformations subies et ne peut par conséquent plus être exprimée seulement à l'aide de la longueur capillaire. Ces fluides peuvent être décrits par des lois constitutives de type Hershell-Bulkley, voir équation 1.9.

Le drainage d'un fluide à seuil sur une plaque verticale se produit quand la contrainte parallèle à la plaque due à la gravité $\rho g e$ avec e l'épaisseur du dépôt, est comparable à la contrainte seuil du matériau τ_{seuil} . Cela donne une épaisseur maximum déposée e_{max}

$$e_{\text{max}} \simeq \frac{\tau_{\text{seuil}}}{\rho g}. \quad (1.16)$$

Le nombre de Bingham, voir équation 1.10 permet de quantifier l'influence de la partie seuil et de la partie visqueuse de l'équation de Hershell-Bulkley. Il dicte le régime d'enduction des fluides à seuil. Expérimentalement, Maillard *et al.* [106] montrent que pour de grands nombres de Bingham, l'influence de la contrainte seuil est importante et l'épaisseur de fluide déposée ne dépend pas de la vitesse d'entraînement. Ils montrent que dans ce régime, l'épaisseur déposée est bien expliquée par l'épaisseur e_{max} de l'équation 1.16, à un facteur multiplicatif près $\alpha = 0.3$ qu'ils mesurent expérimentalement. Ils appellent ce régime *seuillo-gravitaire*.

À l'inverse, pour de petits nombres de Bingham, Maillard *et al.* observent que ce sont les contributions visqueuses qui sont plus importantes et que l'épaisseur déposée croît avec la vitesse d'entraînement comme

$$e \propto V^{\frac{n}{n+1}}, \quad (1.17)$$

où n est le coefficient caractérisant le caractère rhéofluidifiant des matériaux dans l'équation de Hershell-Bulkley 1.9. Ils nomment ce régime *visco-gravitaire*. Cette expression rejoint la prédiction de Tallmadge et Gutfinger [107] qui résolvent analytiquement l'écoulement sur une plaque pour des fluides rhéofluidifiants sans seuil.

La figure 1.18 présente la courbe d'évolution typique de l'épaisseur déposée en fonction du nombre de Bingham telle qu'elle est phénoménologiquement observée

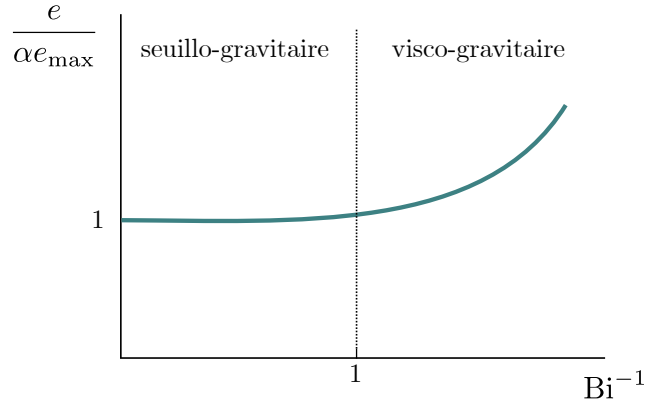


Figure 1.18 Allure de l'évolution du dépôt d'un fluide à seuil en fonction de l'inverse du nombre de Bingham. Cette allure d'évolution de l'épaisseur déposée est trouvée lors du dépôt sur des plaques. Pour de grands nombres de Bingham, l'épaisseur déposée par enduction est constante et résulte de la compétition entre les effets de seuil et gravitaires. Pour de petits nombres de Bingham, ce sont la viscosité et la gravité qui dictent l'épaisseur de fluide déposée. Cette figure est inspirée des références [106] et [108]

par Maillard *et al.* [106] pour des solutions de Carbopol et par Trottet *et al.* [108] pour des solutions de Carbopol ainsi que pour du ketchup.

Résolution analytique du flux de fluides à seuil dans des milieux confinés

L'équation de Hershell-Bulkley est définie par morceaux. Cela rend la résolution analytique du flux des fluides à seuil très ardue. Le formalisme de Mori et Ototake [110], qu'ils appliquent à la description de l'écoulement d'un fluide de Bingham dans un tube annulaire, permet de lever cette limitation. Les fluides de Bingham sont un cas particulier des fluides de Hershell-Bulkley dans lequel le comportement du fluide est newtonien une fois la contrainte seuil dépassée. Cela revient à écrire l'équation de Hershell-Bulkley avec $n = 1$. Ils décrivent l'écoulement du fluide à seuil en le découpant en différentes régions selon que le seuil du fluide est dépassé ou non, voir figure 1.19. Leurs calculs sont repris et corrigés par Laird [111] et clarifiés par Fredrickson et Bird [109].

Je présente ici en quelques mots le déroulement du raisonnement décrit par Fredrickson et Bird en adoptant les notations de leur figure 1.19. En faisant les hypothèses que l'écoulement du fluide dans le tube annulaire infini est stationnaire et laminaire, Fredrickson et Bird écrivent l'équation de Stokes en coordonnées cylindriques

$$\frac{1}{r} \frac{dr \tau_{rz}}{dr} = \frac{\Delta P}{L} - \rho g \quad (1.18)$$

Cette équation peut être intégrée. La contrainte aux parois de l'anneau n'est pas connue, mais en faisant l'hypothèse supplémentaire que le profil de vitesse est symétrique dans l'anneau, les auteurs écrivent que la contrainte τ_{rz} s'annule en λR , voir figure 1.19. Cela donne

$$\tau_{rz} = \frac{P}{2} \left(r - \frac{(\lambda R)^2}{r} \right) \quad (1.19)$$

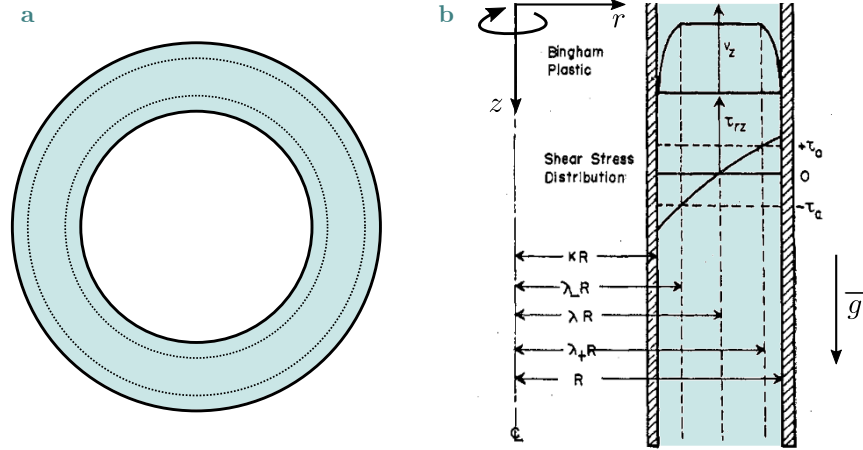


Figure 1.19 Flux d'un fluide de Bingham dans un tube annulaire Flux d'un fluide de Bingham dans un tube annulaire. Le fluide est représenté en vert. **a** Vue en coupe du tube annulaire. Le diamètre intérieur de l'anneau mesure κR et son diamètre extérieur vaut R . **b** Figure extraite du travail de Fredrickson et Bird [109]. L'axe en pointillés noirs à l'extrême gauche de la figure est l'axe de symétrie de révolution du système. La courbe en haut du tube directement à droite de l'inscription "Bingham plastic" représente l'allure du flux de vitesse du fluide à l'intérieur du tube. La courbe à droite de l'inscription "Shear Stress Distribution" représente la contrainte dans le fluide. Quand la contrainte est inférieure à la contrainte seuil du matériau, notée τ_0 dans cette figure, le profil de vitesse est plat. Le fluide s'écoule comme un solide dans cette région. Lorsque la contrainte excède la contrainte seuil, le profil de vitesse se raccorde aux parois avec un comportement d'écoulement de Poiseuille. Les limites entre les régions où le fluide se comporte comme un solide ou comme un liquide sont mises en avant par les lignes verticales en pointillés et leurs positions sont données par $R\lambda_+$ et $R\lambda_-$.

En remplaçant τ_{rz} par l'équation constitutive définie par morceaux du fluide de Bingham dans les régions où le fluide est en écoulement et où elle est définie, les auteurs trouvent une équation intégrable en r ,

$$\begin{cases} -\tau_{\text{seuil}} - \eta \frac{dv_z}{dr} = \frac{P}{2} \left(r - \frac{(\lambda_- R)^2}{r} \right) & \text{si } \kappa R < r < \lambda_- R \\ +\tau_{\text{seuil}} - \eta \frac{dv_z}{dr} = \frac{P}{2} \left(r - \frac{(\lambda_+ R)^2}{r} \right) & \text{si } \lambda_+ R < r < R. \end{cases} \quad (1.20)$$

Après intégration, le profil de vitesse est connu dans chacune des trois régions du tube. Les positions de λ_+ et λ_- peuvent être déduites en égalant les vitesses dans les deux régions cisillées. L'astuce de considérer que la contrainte s'annule en un point non connu et que la position des limites de l'écoulement bouchon λ_+ et λ_- peut n'être trouvée que après avoir obtenu les vitesses dans les deux régions fluides est applicable à d'autres systèmes. Par exemple, toujours dans la géométrie du tube annulaire, Hanks [112] adapte les solutions précédentes au cas plus général d'un fluide de Hershell-Bulkley. Fordham *et al.* [113] adaptent cette méthode à l'écoulement dans une cellule rectangulaire fine et dans des tubes cylindriques pour diverses équations constitutives.

Applications du flux dans des milieux confinés au dépôt de fluide à seuil

La connaissance du champ de vitesse à l'intérieur des géométries confinées a été très récemment utilisée par Smit *et al.*. Ils prédisent l'épaisseur de Carbopol déposée à la sortie d'une tige en dehors d'un tube cylindrique. Pour ce faire, ils reprennent la

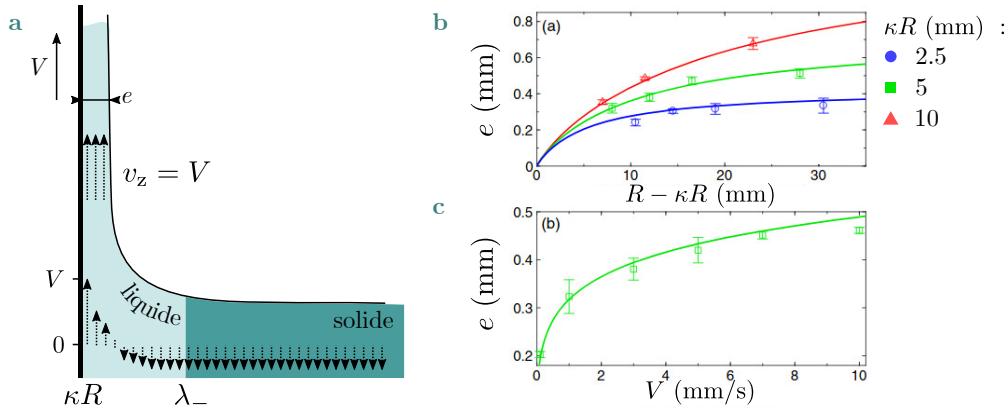


Figure 1.20 Enduction de fluide à seuil par une tige émergeant d'une cuve ronde Cette figure est adaptée du travail de Smit *et al.* [114] pour conserver les mêmes notations que Fredrickson et Bird [109]. La contrainte seuil du Carbopol vaut $\tau_{\text{seuil}} = 54 \text{ Pa}$, son paramètre de consistance $k = 29 \text{ Pa} \cdot \text{s}$ et l'exposant n vaut 0.35. Le rayon de la cuve R mesure 17 mm. **a** Représentation schématique du profil de vitesse dans les solutions de Carbopol lors de l'extraction des tiges telle que prédite et observée par Smit *et al.* [114]. La tige centrale est représentée à gauche du schéma par un trait vertical noir. Son rayon vaut κR en reprenant les notations de la figure 1.19. La région colorée en vert pâle est fluidifiée alors que la région en vert foncé a un comportement de solide. L'épaisseur e du dépôt est constante. **b** Épaisseur e du dépôt de solution de Carbopol en fonction de l'épaisseur de l'entrefer entre la tige de rayon κR et la cuve de rayon R . Les différents symboles et couleurs représentent différents rayons de tiges. Les traits pleins sont une modélisation. **c** Épaisseur e en fonction de la vitesse d'entraînement V .

résolution de Hanks [112] pour un fluide de Hershell-Bulkley dans un tube annulaire en changeant la condition de vitesse de la paroi intérieure du tube. Ils utilisent les conditions $v_z(\kappa R) = V > 0$ et $v_z(R) = 0$. Ils observent un régime stationnaire qui conduit à un dépôt d'épaisseur homogène malgré les effets de taille finie de la tige. Lors de ce régime stationnaire, le profil de vitesse à l'intérieur de la cuve circulaire suit le comportement schématisé sur la figure 1.20a. À l'intérieur de la tige centrale, représentée à gauche de la figure, la vitesse du fluide est égale à la vitesse de la tige, V . Cette vitesse décroît jusqu'à atteindre une valeur négative constante. La région de Carbopol qui n'est pas fluidifiée descend à une vitesse constante qui est imposée par la conservation du volume de la solution. La descente du niveau de Carbopol dans la cuve est significative car les expériences sont très confinées. Ce profil de vitesse est vérifié expérimentalement en suivant le mouvement de bulles d'air dans les solutions étudiées.

Ensuite, Smit *et al.* déterminent l'épaisseur entraînée en écrivant que l'ensemble du fluide qui a une vitesse positive est entraîné. Cela fournit une prédiction dont l'expression analytique n'est pas formellement formulée dans le travail de Smit *et al.* mais qui est représentée en traits pleins sur les figures 1.20b et c. La prédiction des données expérimentales est satisfaisante pour divers rayons de tiges et diverses vitesses d'entraînement des tiges. Ce modèle décrit quantitativement les épaisseurs de dépôts quand les effets capillaires décrits par Landau et Levich et les effets gravitaires observés par Maillard *et al.* sont négligeables, dans la limite où le flux à l'intérieur des cuves reste laminaire, l'épaisseur déposée reste inférieure à e_{max} et la contrainte seuil est suffisamment grande pour que les effets capillaires ne soient pas détectables. Il est intéressant de constater que l'entrefer entre la tige et la paroi extérieure des

cuves $R - \kappa R$ a un impact crucial sur l'épaisseur déposée, voir figure 1.20b en haut, alors que ce n'est pas le cas pour des fluides sans seuil dès que le bord des cuves est à plus de deux longueurs capillaires du solide sortant [115, 116].

1.5.3 Enduction de mousses

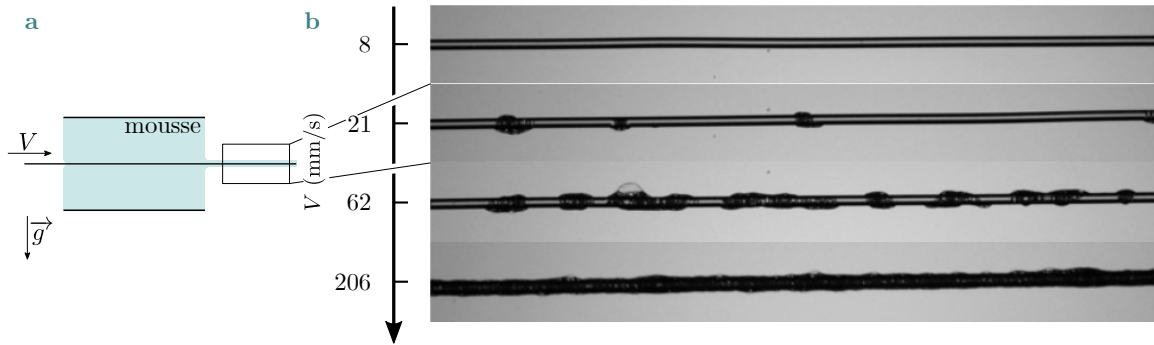


Figure 1.21 Enduction de mousse sur un fil en nylon Les photographies sont extraite des thèses de Le Goff et Seiwert [117, 104]. **a** Un fil est extrait horizontalement à la vitesse V d'un tube empli de mousse. **b** Les photographies prises à la sortie du tube de mousse illustrent la dépendance en vitesse du régime d'entraînement observé par Le Goff et Seiwert [117, 104]. Les fils de nylon mesurent $200 \mu\text{m}$ de diamètre.

L'enduction de mousses a été très peu étudiée. À ma connaissance, le travail de Le Goff et Seiwert est précurseur [117, 104]. Ils présentent dans les annexes de leurs deux thèses les résultats préliminaires d'une expérience où ils font passer un fil de nylon dans un réservoir cylindrique de mousse liquide orienté horizontalement. Il s'agit de la même géométrie que l'expérience de Smit *et al.* [114].

L'allure finale des fils de nylon après extraction à différentes vitesses est présentée sur la figure 1.21. Le Goff et Seiwert mettent en avant trois régimes. Pour les vitesses les plus faibles, seul un fin film de liquide est entraîné et son épaisseur suit les mêmes lois d'échelle que l'enduction de Landau et Levich. Pour des vitesses intermédiaires, des paquets de bulles émis périodiquement sont retirés du réservoir de mousse. La fréquence d'émission de ces paquets de bulles est liée à la vitesse, mais pas leur épaisseur. Enfin, pour des vitesses grandes un dépôt de mousse continu est émis. Dans ce dernier régime, l'épaisseur e du dépôt de mousse qu'ils mesurent varie comme $e \sim bV^{0.5}$ avec b le rayon du fil de nylon. Dans ce travail, il n'y a explication ni du passage entre les différents régimes d'entraînement de mousse, ni de l'épaisseur déposée dans le régime d'entraînement continu. Les effets gravitaires observés par Maillard *et al.* ne sont pas présents car les fils de nylon sont extraits horizontalement des tubes, voir figure 1.21.

1.6 Problématique et champ d'étude

Cette rapide revue nous permet de mettre en avant des questions encore ouvertes du frottement de liquides biphasiques. Ainsi, la solution la plus couramment utilisée pour éliminer le glissement de ces liquides consiste à augmenter la rugosité des parois solides de leurs contenants. Mais il existe autant de manières d'augmenter puis de caractériser la rugosité d'une paroi que d'expérimentateurs. Dans cette thèse, nous

avons décidé d'ajouter des billes en verre sphériques de taille variable sur les parois des surfaces sondes. Cette technique a fait ses preuves pour l'étude du glissement de granulaire le long de parois rugueuses. Nous ne modifions pas l'espacement des billes.

Nous choisissons de travailler avec des mousses liquides pour deux raisons : le mouvement des bulles est facilement identifiable près des parois et il n'existe pas à notre connaissance d'études du frottement de mousses de fraction liquide modérée à sèche sur des rugosités de tailles variables.

Ensuite, pour les granulaires et les émulsions, le rapport de taille entre le rayon des éléments de la phase dispersée et le rayon des rugosités ajoutées sur les surfaces solides apparaît comme un paramètre clé pour comprendre les régimes de frottement. Nous allons vérifier si c'est toujours vrai pour le rapport de taille de bulles et de rugosités dans les mousses.

Nous choisissons aussi de ne travailler qu'avec des mousses sèches – de fraction liquide inférieure à 10 % – pour diverses raisons. Premièrement, le drainage et la géométrie des éléments constituant les mousses sont très bien caractérisés. Cela nous permet de nous appuyer sur des travaux précédents lors de nos expérimentations. Ensuite, les mousses humides sont plus difficiles à obtenir du fait du drainage. Ce sera certainement un autre champ d'expérimentation intéressant pour la suite de ce projet.

La revue de la littérature met en avant des comportements intéressants pour le frottement de liquides biphasiques sur des surfaces rugueuses.

Les paramètres qui décrivent le passage d'un régime de glissement à un régime d'adhésion sur une paroi sont-ils les mêmes dans les mousses que dans les granulaires ou les émulsions ? Dans les émulsions, il existe une rugosité optimale qui garantit un maximum d'adhésion : en dessous et au dessus de cette taille de rugosité, le système glisse à nouveau. Sommes-nous capables de détecter un comportement similaire pour les mousses ?

Enfin, nous observons les dépôts obtenus dans une configuration d'enduction par trempage de lames dans des mousses en fonction de la rugosité et de la vitesse d'extraction des plaques hors des bains de mousse, un domaine très peu exploré.

Première partie

Frottement de mousses

Chapitre 2

Matériel et méthodes

Pour étudier le frottement de mousses sur des surfaces de différentes rugosités, j'introduis à vitesse contrôlée des plaques de rugosités variables dans des mousses liquides sèches. Les échelles de longueur pertinentes sont la taille des rugosités, le rayon des bulles de la mousse et le rayon de courbure des bords de Plateau. Ces différentes longueurs seront variées et mesurées précisément. Sur cette expérience, je combine la mesure des forces exercées au cours du mouvement et la visualisation de l'écoulement de la mousse autour des surfaces rugueuses.

Dans ce chapitre, je présenterai la production des mousses en expliquant comment les rayons des bulles, les fractions liquides et les rayons de courbure des bords de Plateau sont contrôlés. Je détaille ensuite la fabrication des surfaces rugueuses, en m'attardant sur le mouillage entre la mousse et les surfaces. Puis je donne la gamme de vitesses imposées aux lames et je discute ce que cela implique sur les contraintes dominantes au cours de l'écoulement pour les mousses. Je décris ensuite la conception et la calibration du capteur de force puis les différents dispositifs permettant d'observer visuellement les écoulements dans les mousses.

2.1 Présentation générale de l'expérience

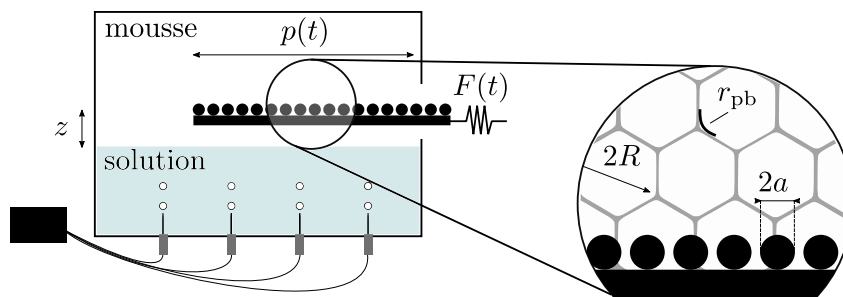


Figure 2.1 Présentation générale de l'expérience De gauche à droite : générateur de pression relié à l'aide d'aiguilles au fond d'une cuve dans laquelle il injecte de l'air ambiant à pression constante. Cela produit de fines bulles de gaz qui s'élèvent et forment une mousse à la surface d'une solution savonneuse. Dans la paroi de droite de la cuve, une ouverture est percée et permet l'introduction d'une surface rugueuse. La distance entre la face supérieure de la surface rugueuse et l'interface liquide/mousse est nommée z . La position de la surface p est imposée et la force F exercée par la mousse lors du déplacement est mesurée. Dans l'encart de droite apparaissent les trois longueurs caractéristiques du système : le rayon des bulles R , le rayon de courbure des bords de Plateau r_{pb} et le rayon des rugosités a .

Je produis des mousses liquides sèches et monodisperses, puis y introduit à vitesse constante des surfaces de rugosités contrôlées. Au cours de l'expérience, le mouvement des bulles est capturé à travers les parois transparentes du réservoir de mousse à l'aide de caméras et la force exercée par la mousse sur la surface rugueuse est mesurée, voir Fig. 2.1.

2.2 Cuves de mousse et configurations des expériences

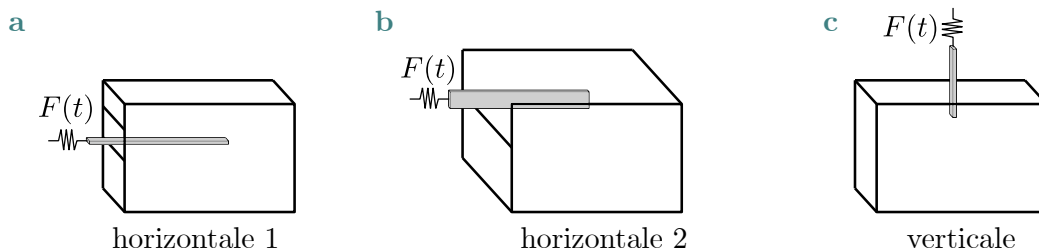


Figure 2.2 Configurations des cuves de mousse **a** Dans la configuration *horizontale 1*, les lames sont introduites horizontalement dans la mousse. Leurs faces sont parallèles au sol. **b** Dans la configuration *horizontale 2*, la lame de verre rugueuse est toujours introduite horizontalement dans la cuve de mousse mais est tournée d'un quart de tour de sorte qu'une caméra filmant le dessus de la cuve voie la tranche de la lame. **c** Dans la configuration *verticale* les lames sont introduites verticalement dans les mousses avec leurs faces orientées dans la direction du côté le plus long de la cuve.

Les mousses sont produites dans des cuves transparentes que j'assemble à l'aide de plaques en plexiglas (Radiospare, 3 mm d'épaisseur) et d'une colle époxy (Radiospare). Le plexiglass est facilement usinable et visuellement il n'y a pas de détérioration notable de la colle époxy au cours du temps malgré son exposition aux solutions savonneuses. Dans ce manuscrit, je présente des résultats obtenus dans trois configurations d'expériences différentes, voir figure 2.2.

Configuration horizontale 1

Dans la configuration *horizontale 1* représentée sur les figures 2.1 et 2.2a, la cuve mesure $180 \times 125 \times 60$ mm. La tranche de la lame est insérée horizontalement dans la mousse, avec ses faces parallèles au sol. Pour plus de clarté lors de la visualisation de l'écoulement, je remplace la paroi frontale de la cuve par une grande lame de microscope en verre (Ted Pella, $180 \times 125 \times 1$ mm). La lame est introduite dans une ouverture de 20 mm de hauteur percée dans une des parois latérales du récipient sur toute l'épaisseur de la cuve. La contrainte seuil permet à la mousse de ne pas s'écouler sous son poids à travers la fenêtre percée dans sa paroi latérale. La distance entre le haut des cuves et la lame est fixe et vaut 4 cm. Les hauteurs de mousse z entre l'interface mousse/solution et la surface rugueuse dans cette configuration sont comprises entre 0.3 et 11.2 cm.

Configuration horizontale 2

Dans la configuration *horizontale 2* représentée en figure 2.2, la cuve mesure $180 \times 125 \times 125$ mm. La lame est toujours insérée horizontalement dans la mousse,

mais cette fois-ci à travers une ouverture de 40 mm de hauteur située en haut d'une des parois latérales de la cuve. La tranche de la lame est visible à travers le couvercle en verre de la cuve, qui est remplacé par une grande lame de microscope en verre (Ted Pella). Dans cette configuration, je choisis de conserver une distance fixe entre l'interface mousse/solution savonneuse et le milieu de la lame, qui vaut $z = 11.2$ cm, est la hauteur maximale possible de mousse dans toutes les cuves. Ce n'est pas une limite physique, mais est une limite imposée par la plus grande taille de lames de verre à ma disposition. Une personne souhaitant reproduire cette expérience avec des hauteurs de mousses plus grandes – et donc des mousses plus sèches, voir section 2.3.3 – ne rencontrera pas de problèmes tant que les mousses restent stables pendant la génération de la mousse.

Configuration verticale

La cuve de la configuration *verticale* a les mêmes dimensions que celle de la configuration horizontale 1. La lame est insérée verticalement par la face supérieure de la mousse. La tranche de la lame est vue de face sur la figure 2.2c. Dans cette configuration, je ne couvre pas la face supérieure de la cuve avec une lame en verre comme dans les deux autres. Cela conduit à un plus grand effet de l'évaporation de la mousse et rend les expériences moins reproductibles.

Dans ce manuscrit, la majorité des expériences de mesure de force sont réalisées dans la configuration *horizontale 1* et la majorité des visualisations de dépôts de mousses sont dans la configuration *horizontale 2*. Ainsi, quand rien n'est mentionné, les mesures de force sont dans la configuration *horizontale 1* et les visualisations dans la configuration *horizontale 2*. Les expériences dans la configuration verticale, plus simples à mettre en œuvre expérimentalement, ont été réalisées au cours de la première année de cette thèse puis ont été abandonnées pour des raisons de trop grande incertitude sur la fraction de liquide de la mousse et de reproductibilité. Elles sont parfois utilisées dans ce manuscrit pour comparaison avec les expériences des deux configurations horizontales.

2.3 Production et caractérisation de la mousse

La mousse est produite en soufflant l'air ambiant à pression contrôlée (Elveflow AFI-1600-8317) à travers huit aiguilles (Nordson EFG) qui transpercent le fond des cuves remplies partiellement d'une solution savonneuse [118], voir figures 2.1 et 2.3. Cela forme des bulles qui s'élèvent dans la solution et s'accumulent progressivement en une mousse dont la hauteur finale va dépendre du niveau de remplissage en solution savonneuse.

Une nouvelle mousse est générée avant chaque expérience. Le drainage des mousses arrive à une solution stationnaire en environ deux minutes, voir section 1.2.3. Pour produire les 11.2 cm de mousse dans la plus grande des cuves, il faut environ une demi-heure. Le système est donc à l'état d'équilibre et le drainage est à l'arrêt lors des expériences. L'excédent de mousse dépassant éventuellement au dessus du réservoir est retiré à l'aide d'une lame, puis je recouvre la face supérieure de la cuve d'une lame de verre (Ted Pella) pour limiter l'évaporation de l'eau dans la mousse et ainsi garantir une constance des propriétés de la mousse au cours de l'expérience. Pour la même raison, je travaille avec des mousses monodisperses. En effet, les mousses qui présentent différents rayons de bulles sont soumises à un flux de la phase gazeuse des

plus petites bulles vers les plus grosses, appelé mûrissement [8]. Cela entraîne une croissance du rayon de bulles au cours du temps que nous souhaitons éviter.

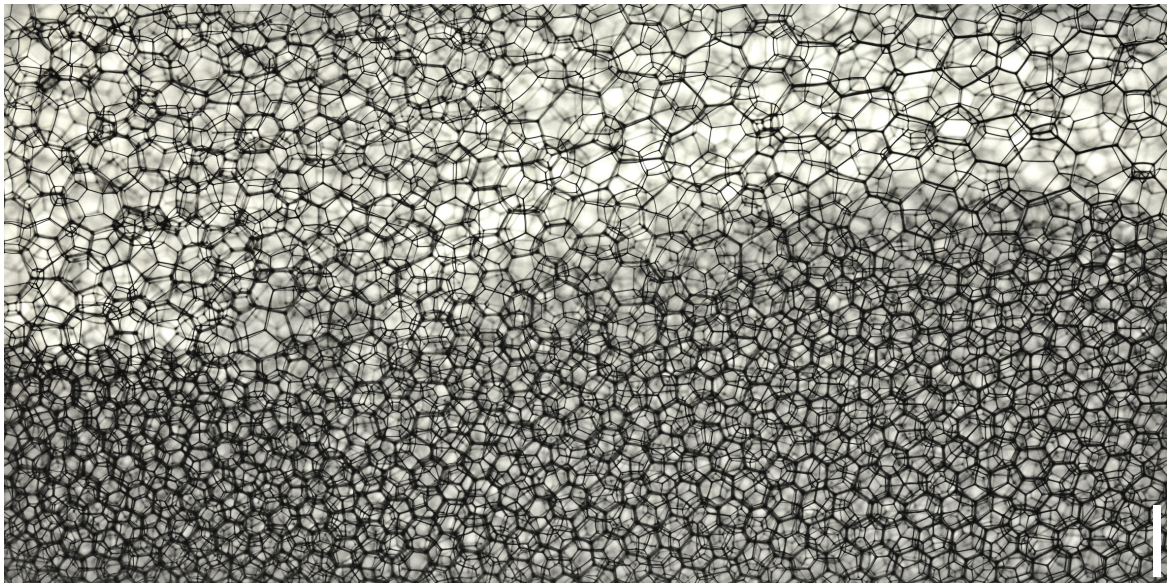


Figure 2.3 Évolution temporelle d'une mousse Photographie d'une mousse dans le bac de la configuration *horizontale 1*. Le haut de la mousse, plus claire et plus polydispersée draine depuis deux heures sans couvercle. La mousse plus monodisperse et plus humide est en train de remplir le bac de mousse par en dessous au fur et à mesure que l'air est soufflé à travers les aiguilles. La barre d'échelle mesure 3 mm.

2.3.1 Solution savonneuse

Je prépare la solution savonneuse à partir de 10 % vol. de liquide vaisselle (Fairly professional) et d'eau déionisée à $18.2 \text{ M}\Omega \cdot \text{cm}$ produite au laboratoire (PureLab Chlorus 1 ELGA, Veolia). Ce produit vaisselle permet une grande stabilité de mousse et est largement utilisé par la communauté [119, 120, 121]. J'ai mesuré la tension de surface γ de cette solution en moyennant la valeur obtenue à l'aide d'un tensiomètre de Wilhelmy (Kibron EZ-PI+) sur 30 min de prise de mesure. On obtient $\gamma = 25.4 \pm 0.1 \text{ mN/m}$. Pour sa viscosité μ , j'ai utilisé un rhéomètre (Anton Paar MCR 302) muni d'une géométrie de double gap (Anton Paar DG 26.7). J'obtiens $\mu = 1.0 \pm 0.2 \text{ mPa} \cdot \text{s}$. Cette valeur correspond à la viscosité dynamique de l'eau : l'ajout des 10 % de produit vaisselle ne change pas significativement la viscosité de la solution.

2.3.2 Contrôle du rayon des bulles

L'air ambiant est soufflé dans une solution savonneuse à travers des aiguilles pour générer les bulles de la mousse. Pour moduler le rayon des bulles obtenues, on peut jouer sur la pression imposée ou sur la taille des aiguilles. The Vuong Do a étudié l'influence de ces deux paramètres lors de son stage au laboratoire en prenant des photographies (Nikon D60 équipé d'un objectif Sigma de 105 mm) des bulles lors de leur ascension dans la solution savonneuse. Chaque point représente la moyenne du rayon de la sphère équivalente au volume des bulles observées pour au minimum 1000 bulles. L'analyse d'image est réalisée à l'aide du logiciel ImageJ [122]. Ses données sont représentées en figure 2.4. Les rayons de bulles atteignables avec ce dispositif

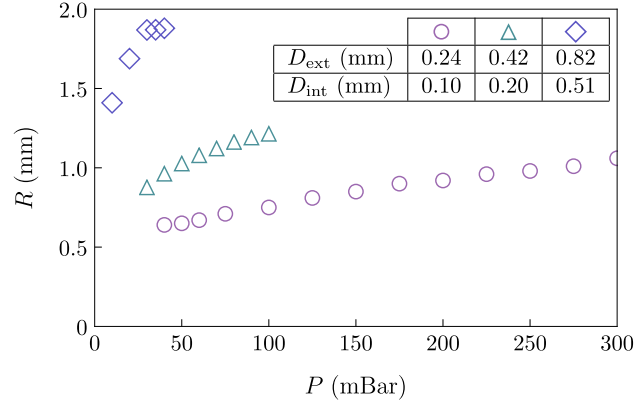


Figure 2.4 Rayon des bulles Le rayon R de la sphère équivalente au volume des bulles observées lors de leur ascension dans la solution savonneuse est représenté en fonction de la pression d'air imposée P . Ces données ont été obtenues par The Vuong Do. L'encart présente les diamètres internes et externes des trois types d'aiguilles utilisées.

sont compris entre 0.65 et 1.85 mm. Dans la suite de la thèse, nous n'utiliserons que trois rayons R de bulles, 0.7, 0.85 et 1.85 mm. Les bulles de rayon 0.7 et 0.85 mm sont obtenues avec l'aiguille de diamètre intérieur 0.10 mm et des pressions de 75 et 150 mBar. Les bulles de rayon 1.85 mm sont produites avec les aiguilles de diamètre intérieur 0.51 mm et une pression de 60 mBar. Pour ces trois rayons de bulles, l'écart type sur la moyenne n'excède pas 4 % du rayon, les mousses obtenues sont monodisperses et présentent des structures cristallines [4].

2.3.3 Fraction liquide

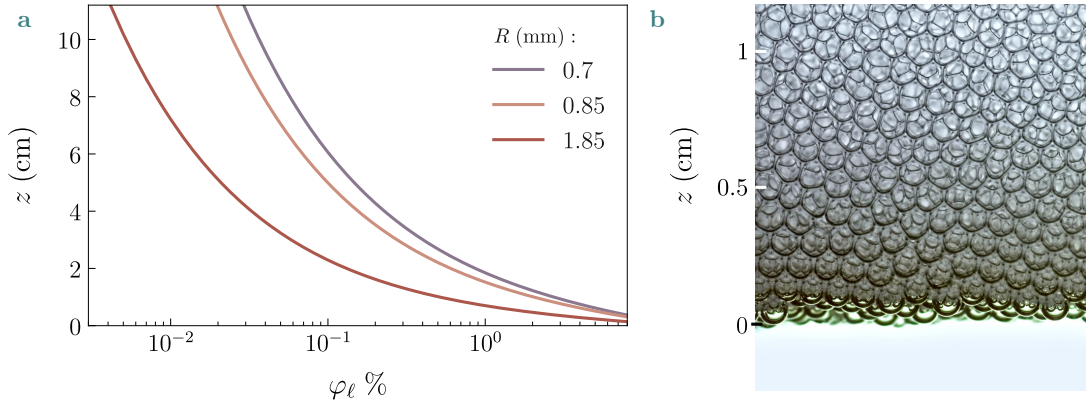


Figure 2.5 Fraction liquide a Distance z à l'interface liquide mousse en fonction de la fraction liquide pour les trois rayons de bulles utilisés dans ce manuscrit. Ces courbes sont tracées à partir de l'équation 1.6, extraite de [2]. L'échelle des axes est choisie pour correspondre aux valeurs atteignables avec le dispositif expérimental décrit. **b** Photographie prise à travers la paroi en verre de la cuve dans laquelle la mousse est générée (Nikon D7200, avec un objectif macroscopique Nikon 200 mm). Les bulles au contact de la solution savonneuse sont sphériques ce qui montre la grande proportion de liquide dans cette partie de mousse. Les bulles plus haut sont déformées et adoptent des formes polyédriques sous la pression de leurs voisines augmentée par la plus faible présence de liquide entre les bulles.

Les mousses sont générées au dessus d'un bain de solution savonneuse. Comme

reporté en section 1.2, la mousse est humide au contact de la solution savonneuse et est plus sèche en haut de la cuve de mousse, ceci est bien illustré par la photographie en figure 2.5b. La figure 2.5a présente l'évolution de la proportion de liquide dans la mousse, appelée fraction liquide φ_ℓ et de la hauteur de mousse au dessus du niveau de solution savonneuse z pour les trois rayons de bulles utilisés au cours de ce manuscrit, telle que décrite par l'équation 1.6 présentée en section 1.2.

Dans la configuration *horizontale 1* la hauteur de mousse est variable alors qu'elle est fixe dans les deux autres configurations. La fraction liquide dépend peu de la taille des bulles et dépend peu de z pour les plus grandes valeurs de z atteignables avec la configuration *horizontale 1*. D'autre part, pour les mousses les plus humides, la limite inférieure en z correspond au moment où l'épaisseur de mousse devient comparable à la taille des bulles. Ces deux limites conditionnent la gamme des fractions liquides, qui seront comprises entre 0.025 et 8 %. Les mousses les plus sèches de fraction liquide $\varphi_\ell = 0.025$ % sont atteintes pour des rayons de bulles de $R = 0.7$ mm et une hauteur de mousse sous la lame de 11.2 cm. Pour obtenir la même fraction liquide avec un rayon de bulle plus grand, par exemple avec $R = 1.85$ mm il suffit d'une hauteur de mousse de $z = 4.2$ cm. Les mousses les plus humides de fraction liquide $\varphi_\ell = 8$ % sont obtenues avec des rayons de bulles $R = 0.7$ mm et une hauteur de mousse $z = 0.3$ cm. Pour des hauteurs si faibles, la mousse est si humide que le bord inférieur de la fenêtre laisse s'écouler l'eau du bain liquide qui remonte à travers les films de savon. Cela tend à modifier la fraction liquide au cours du temps et ces expériences sont très délicates à réaliser. Ces fractions liquides ne sont pas atteignables avec des bulles plus grosses.

Dans les configurations *verticale* et *horizontale 2*, les lames ne sont pas insérées avec leurs faces orientées en direction du sol. Cela a pour conséquence que les fractions liquides en haut des lames et en bas des lames sont différentes. Dans ces deux configurations, je considère la fraction liquide égale à la moyenne sur la hauteur de contact entre la lame et la mousse. Cela conduit à des incertitudes plus grandes sur la fraction liquide. Dans la configuration *verticale*, la fraction liquide est gardée constante et vaut $\varphi_\ell(\text{verticale}) = 0.1 \pm 0.1$ %. Dans la configuration *horizontale 2* la fraction liquide vaut $\varphi_\ell(\text{horizontale2}) = 0.025 \pm 0.006$ %.

2.3.4 Rayon de courbure des bords de Plateau

Dans une mousse, les bulles sont séparées par les films de savon, l'intersection des films de savon est appelée bords de Plateau. Les intersections entre les bords de Plateau sont appelées vertex. Le réseau de canaux liquides formé par ces objets est à l'équilibre de pression avec le gaz des bulles de la mousse, cela impose le rayon de courbure des bords de Plateau, dont les sections sont des triangles de courbure négative constante, comme représenté en figure 2.5a. Pour des mousses sèches, en estimant que la majorité de la phase liquide est comprise dans les bords de Plateau et dans les vertex et en négligeant le liquide compris dans les films liquides la fraction liquide φ_ℓ , le rayon de courbure r_{pb} et le rayon des bulles R sont reliés par l'expression 1.2 rappelée ici [9],

$$\varphi_\ell = 0.33 \frac{r_{\text{pb}}^2}{R^2} + 0.54 \frac{r_{\text{pb}}^3}{R^3}. \quad (1.2)$$

Cette expression est tracée pour les trois rayons de bulles utilisés et sur la gamme des fractions liquides explorées en figure 2.6b. L'influence de la fraction liquide en $\sqrt{\varphi_\ell}$ est

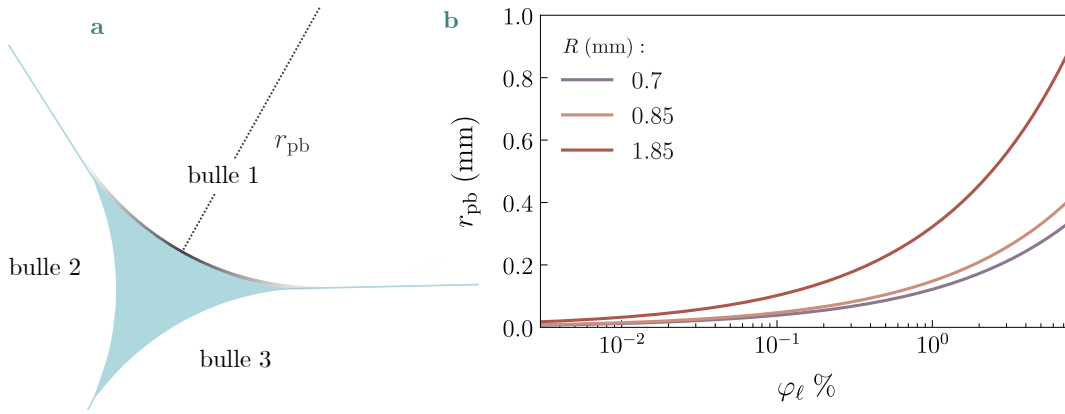


Figure 2.6 Rayon de courbure des bords de Plateau **a** Représentation de la section d’un bord de Plateau à l’intersection de trois bulles. Il s’agit d’un triangle de courbure négative constante. **b** Rayon de courbure des bords de Plateau r_{pb} en fonction de la fraction liquide φ_ℓ pour trois rayons de bulles R . Ces courbes sont obtenues grâce à l’équation 1.2

faible par rapport à la contribution du rayon des bulles R , alors qu’il est plus simple avec ce dispositif expérimental de faire varier φ_ℓ plutôt que R . Pour les fractions liquides atteignables, les rayons de courbure de bords de Plateau sont compris entre 0.02 et 0.9 mm pour les mousses les plus sèches et les plus humides.

2.4 Surfaces rugueuses

2.4.1 Préparation et caractérisation des surfaces

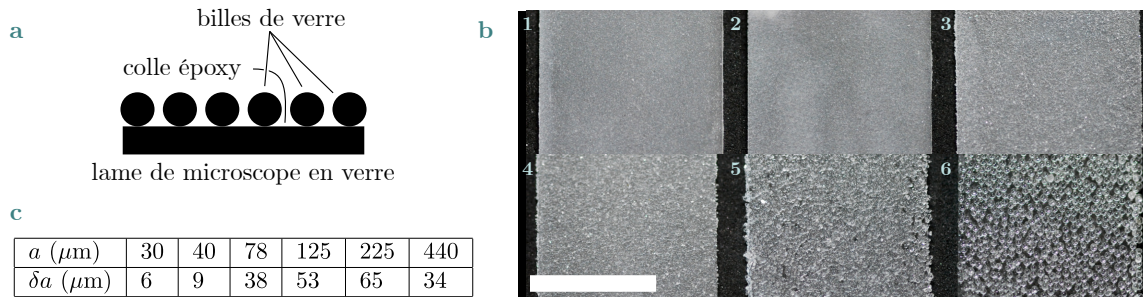


Figure 2.7 Surfaces rugueuses **a** Représentation d’une lame de microscope recouverte de billes de verre. **b** Photographies de lames de microscope de 25×50 mm recouvertes des six différentes tailles de billes a , par ordre croissant dans le tableau **c**. La barre d’échelle mesure 2 cm. **c** Tableau recensant les rayons moyens des billes a et l’écart type à cette moyenne δa .

Les surfaces lisses sont des lames de microscope en verre (Ted Pella) de 1 mm d’épaisseur et, sauf mention contraire, elles mesurent 75×50 mm. Pour rendre les lames rugueuses tout en contrôlant la taille caractéristique des aspérités à la surface, je colle des billes de verre (Wheelabrator) sur les mêmes lames de microscope, voir figure 2.7a. Les collages sont réalisés en enduisant au couteau les lames de colle époxy (Radiopare). Je dépose ensuite une épaisse couche de billes sur la surface recouverte de colle. Après réticulation, la surface est nettoyée à l’eau savonneuse pour retirer toute bille non collée. Les surfaces résultantes présentent une mono-couche de billes

aléatoirement réparties. La figure 2.7b est une photographie (Nikon D60, 105mm Ex sigma DG Macro) de lames de 25×50 mm pour chacun des rayons de billes utilisés. Lors de son stage au laboratoire, The Vuong Do a mesuré le rayon des billes de verre à l'aide de photographies prises au microscope (Keyence VHX-2000) et du logiciel d'analyse d'images ImageJ [122]. Il a obtenu les distributions de rayons de billes présentées dans la figure 2.7c. Les rayons sont compris entre 0.03 et 0.44 mm, tailles comparables aux rayons de courbure des bords de Plateau présentés en section 2.3.4 mais toujours inférieures aux rayons de bulles explorés, voir section 2.3.2.

2.4.2 Mouillage de la mousse sur les surfaces

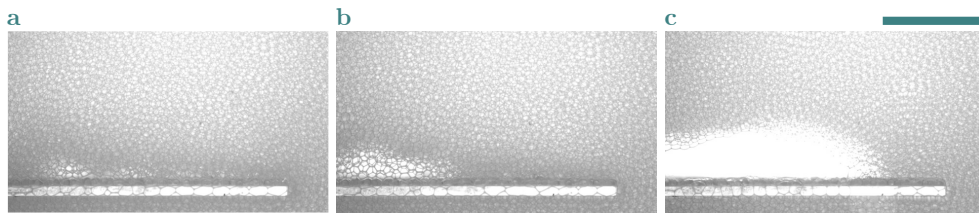


Figure 2.8 Évolution de la mousse autour d'une lame non mouillante Une lame recouverte de billes de rayon $a = 440 \mu\text{m}$, puis traitée avec une solution hydrophobe (Everdry) est introduite à 6 mm/s dans une mousse de rayon de bulles 0.7 mm. Les photographies sont prises à l'aide d'une caméra rapide (Photron Fastcam SA3) **a** immédiatement après insertion de la lame, **b** après 6s, **c** après une minute. La partie blanche de l'image correspond à une poche d'air au contact de la lame qui grandit lorsque les bulles éclatent. La barre d'échelle mesure 1 cm.

Quand les surfaces lisses ou rugueuses sont insérées sèches dans les mousses, ou quand elles sont recouvertes d'une substance non mouillante, les bulles cassent et aucune mesure n'est possible, voir figure 2.8. Ce phénomène est connu pour des films de savon en contact avec des surfaces non mouillantes lisses [90]. Pour empêcher l'éclatement des bulles, j'humidifie les lames de microscope avant chaque expérience avec la solution savonneuse à l'aide d'une pissette. L'excédent de liquide draine pendant 5 secondes en direction de l'extrémité non utilisée de la lame avant que la surface soit réinstallée sur le capteur de force. Suite à cette humidification, le mouillage est total et on n'observe plus d'éclatement de bulles durant l'introduction des surfaces dans la mousse.

2.5 Vitesses de cisaillement imposées et régime d'écoulement de la mousse

Dans ce système les lames sont plongées dans la mousse à vitesse constante à l'aide d'une platine de translation (Thorlabs LTS300/M) à des vitesses comprises entre $V = 0.5$ et 20 mm/s.

Il apparaît en section 1.3 que le nombre de Bingham est défini par $\text{Bi} = \frac{\tau_{\text{seuil}}}{\eta(\dot{\gamma})\dot{\gamma}}$, où τ_{seuil} est la contrainte seuil de la mousse et η sa viscosité dynamique qui dépend de $\dot{\gamma}$. $\dot{\gamma}$ est le taux de cisaillement appliqué à la mousse. Le nombre de Bingham permet de comparer la contrainte seuil d'un fluide aux contraintes visqueuses [123].

En prenant une viscosité $\eta \sim 10 \text{ Pa} \cdot \text{s}$ pour la mousse [60] et en estimant visuellement la distance de propagation des événements plastiques $\delta \sim 1 \text{ cm}$, le taux de cisaillement $\dot{\gamma} = V/\delta$ pour des vitesses comprises entre 0.5 et 20 mm/s est compris entre 0.05 et 2 s^{-1} . La contrainte seuil de la mousse est mesurée dans les chapitres 3 et 4 et vaut environ $\tau_{\text{seuil}} = 6 \text{ Pa}$.

Ainsi, les nombres de Bingham valent environ $\text{Bi} \sim 10$ pour les vitesses de cisaillement les plus lentes et $\text{Bi} \sim 0.3$ pour les vitesses les plus rapides. Cela signifie que l'effet des contraintes visqueuses est négligeable pour les plus faibles vitesses puis devient significatif quand les vitesses imposées augmentent.

Le nombre capillaire est défini par $\text{Ca} = \mu V/\gamma$. Comme la solution savonneuse n'est pas changée au cours de ce manuscrit, μ et γ sont constants. Par contre, la vitesse varie entre 0.5 et 20 mm/s. Les nombres capillaires sont par conséquent compris entre 1.7×10^{-5} et 6.7×10^{-4} . Cela correspond à plus d'un ordre de grandeur de variation.

2.6 Mesures de force

2.6.1 Capteur de force

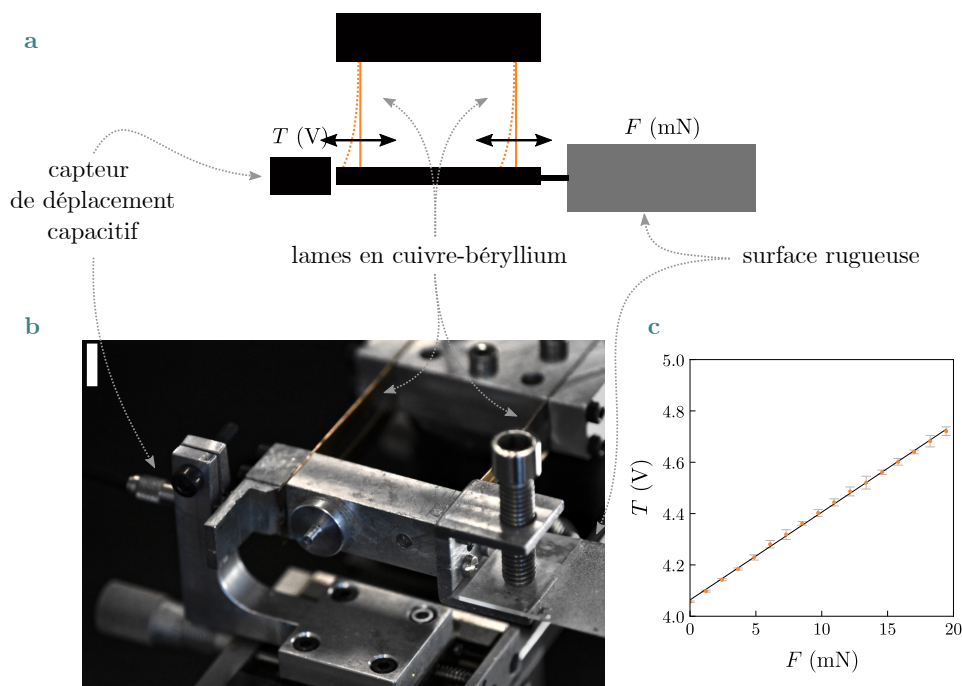


Figure 2.9 Mesures de forces **a** Schéma du capteur de force vu de haut. **b** Photographie du capteur de force (Nikon D7200, avec un objectif macroscopique Nikon 200 mm). La barre d'échelle mesure 1 cm. **c** Courbe de calibration : tension T mesurée en fonction de la force appliquée F . Les barres d'erreur correspondent à l'écart type mesuré sur une minute de prise de données.

Nous ré-utilisons un capteur de force construit au laboratoire lors de la thèse de Céline Cohen [124] et similaire à celui décrit Restagno *et al.* [125] (voir Fig. 2.9b). Nous avons choisi d'utiliser un capteur de force à lames de ressorts parallèles car il permet de réaliser des mesures en position horizontale, tout en étant sensible à des forces de l'ordre de grandeur du mN, ce qui est difficilement disponible dans le

commerce. Je l'ai muni de quatre lames en cuivre-béryllium (Weber Métaux) qui est un matériau hookéen. Les lames font office de ressorts. J'ai fait un recuit partiel du matériau à 300°C pendant 2h pour en augmenter la rigidité. Chacune des lames a une surface de $4 \times 0.5 \text{ cm}^2$ et une épaisseur de 0.31 mm. Ces tailles de lames et temps de recuit ont été obtenus empiriquement après plusieurs essais. Les lames de ressorts ont une extrémité statique (en haut du schéma en figure 2.9a) et une extrémité mobile (en bas) dont le déplacement, qui est proportionnel à la force appliquée, est mesuré à l'aide d'un capteur capacitif (Fogale Nanotech CS200).

La calibration du capteur de force (Fig. 2.9c) est faite en ajoutant des masses à la partie mobile du capteur après l'avoir orienté verticalement, ce qui permet de déformer directement les lames. Je vérifie la robustesse de cet étalonnage quand l'orientation change à l'aide d'une nacelle lestée après l'avoir reliée au capteur avec un fil de pêche qui repose sur un cylindre en téflon, faisant office de poulie. Le comportement du capteur de force est bien linéaire sur la gamme de forces explorées dans l'expérience, variant entre 0 et 20 mN. Comme l'élasticité du cuivre-béryllium peut varier au cours du temps, la calibration est refaite environ une fois tous les trois mois. En 2 ans d'utilisation des mêmes lames je n'ai pas observé de variation significative de l'élasticité des lames.

Ce capteur permet sonder des forces comprises entre 0.1 et 200 mN avec une incertitude de 0.05mN. Je choisis de ne pas mettre de lames de raideur moins grande car le gain de précision ne compense pas l'apparition des oscillations parasites qui apparaissent pour de plus importants facteurs de qualité du système. Quand le capteur est positionné sur une table optique anti-vibration, le bruit ambiant induit des variations de l'ordre de 0.1 mN.

Pour environ la moitié des expériences, je n'avais pas accès à une table optique. Je m'assurais alors que le bruit ambiant, affecté par la présence d'autres personnes dans les salles d'expérimentations ou par le trafic routier extérieur, n'excède pas 0.1 mN pendant 10 secondes avant chaque mesure. Si une perturbation avait lieu pendant la mesure – porte qui claque, chasse d'eau, camion dans la rue – je détruisais les données inutilisables. Les expériences réalisées sans table anti-vibration ne présentent pas de comportement différent des autres. L'échantillonnage temporel de l'ensemble des expériences est de 0.05 s.

2.6.2 Données brutes de mesures de forces

L'allure typique des mesures de force au cours de l'introduction, puis de l'extraction d'une surface dans une mousse est présentée en figure 2.10. La force est initialement nulle et constante avant le contact entre la mousse et la surface. Au moment du contact, a lieu une brève succion de la lame par la mousse, puis la force croît linéairement avec le temps, c'est le régime d'introduction qui est discuté en section 3.3. Quand la lame est complètement introduite dans la mousse, la platine reste immobile pendant 15 s. La force relaxe vers une valeur non nulle, ce comportement est décrit dans le chapitre 4. Enfin, la lame est sortie à vitesse constante hors de la mousse, correspondant au régime d'extraction qui est décrit dans le chapitre 5. La figure 2.10 présente aussi la force en fonction de la position de la platine de translation p pour compléter l'information. L'allure de ces deux courbes se répète indifféremment du régime de frottement observé.

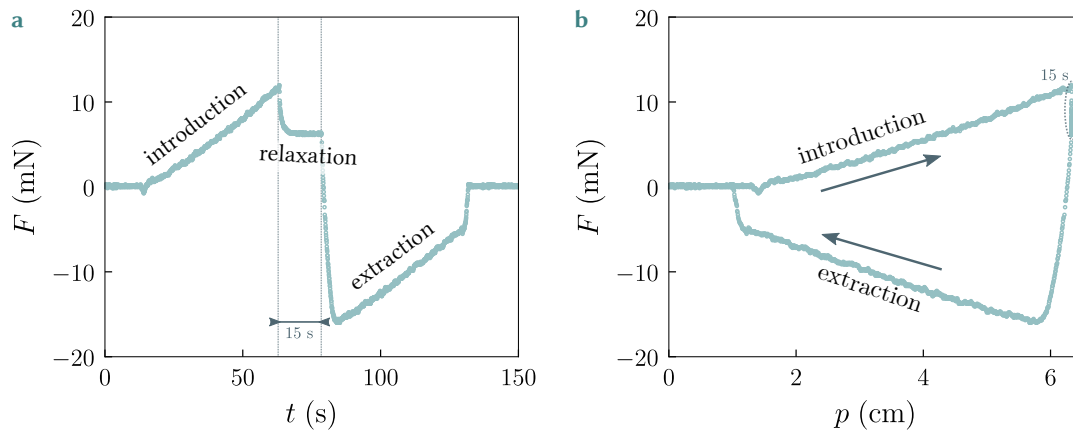


Figure 2.10 Données brutes issues du capteur de force La lame a une rugosité $a = 0.03$ mm. Elle est plongée dans une mousse de taille de bulles $R = 0.7$ mm et de fraction liquide $\varphi_\ell = 0.2$ %. La lame entre dans la mousse à $V = 1$ mm/s pendant la partie introduction de la courbe, est arrêtée pendant 15 s lors de la section relaxation et se retire à $V = -1$ mm/s pendant la partie extraction. **a** Force F en fonction du temps t . Une force positive correspond à une compression par rapport à la position de référence du capteur de force. Une force négative correspond à une extension. **b** Force F en fonction de la position de la platine de translation p . La relaxation se fait à position constante. La lame revient à sa position initiale à la fin de l'extraction.

2.6.3 Traitement des données issues du capteur de force

L'expérience est contrôlée par un programme LabVIEW écrit par Jérémie Sanchez, de l'équipe d'instrumentation du laboratoire. Ce programme contrôle le déplacement de la platine de translation et enregistre simultanément les flux des données issues de la caméra, de la platine de translation et du capteur de force. Pour chaque expérience, un fichier contenant la position de la platine, le temps et la tension mesurée par le capteur de force est écrit. Pour les expériences les plus récentes, une vidéo de l'expérience est enregistrée.

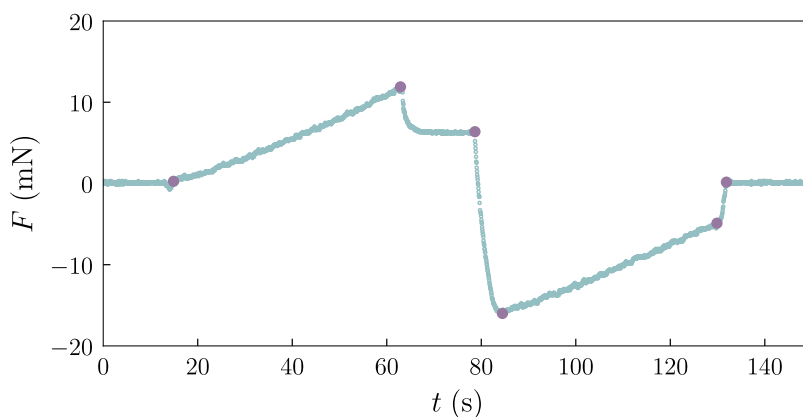


Figure 2.11 Découpe des données brutes de force Force F en fonction du temps t pour une lame de rugosité $a = 0.03$ mm plongée dans une mousse de taille de bulles $R = 0.7$ mm et de fraction liquide $\varphi_\ell = 0.2$ % à une vitesse imposée de 1 mm/s. Les différents points violets marquent les découpes réalisées par le script python pour séparer les différentes régions d'intérêt.

J'ai écrit un script en python pour analyser ces fichiers, qui permet de convertir

la tension en force, puis détecte les différents régimes, voir figure 2.11. La fin de l'introduction des lames est simple à détecter car elle correspond à l'arrêt de la platine. Par contre, le premier contact entre la mousse change de position selon les expériences, car la surface libre de mousse peut être légèrement décalée. J'ai donc choisi de prendre comme début de l'introduction le moment où un ajustement linéaire des derniers points de l'introduction s'annule. La fin de la relaxation correspond à la remise en mouvement de la platine. L'extraction est découpée en trois régions, la première allant de la fin de la relaxation jusqu'au minimum atteint par la force, la seconde s'arrête lorsque la platine retrouve la position du début de l'introduction et la troisième s'arrête lorsque la force redevient constante.

Les différentes grandeurs déduites de ces régions sont compilées dans une unique base de données contenant l'ensemble des expériences réalisées. Cette base de données contient aussi les méta-données correspondant à chaque expérience, entrées manuellement dans des fichiers adjoints aux données brutes.

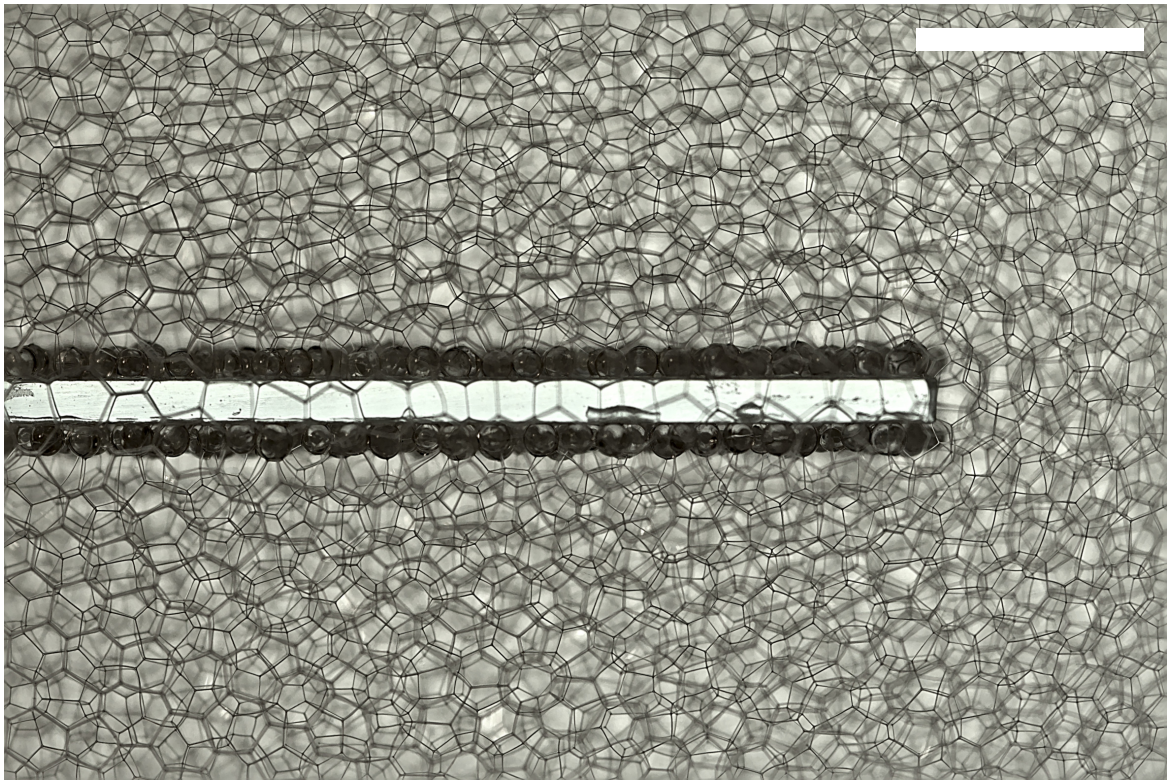


Figure 2.12 Image obtenue lors de la détection du mouvement des bords de Plateau Sur cette image, une lame de rugosité $a = 0.44$ mm est introduite dans une mousse de rayon de bulles $R = 0.7$ mm et de fraction liquide $\varphi_\ell = 0.3$ %. Les bords de Plateau apparaissent en gris. Les films de savon ne sont pas visibles car transparents. La barre d'échelle mesure 3 mm.

2.7 Visualisations

La plupart des visualisations de ce manuscrit sont réalisées en ajoutant simplement une caméra loin des cuves de mousses. Deux exceptions sont notables : les visualisations de mouvement de bords de Plateau près des surfaces rugueuses et la visualisation de la répartition des zones d'écoulement dans les mousses. Ces deux dispositifs sont présentés ici.

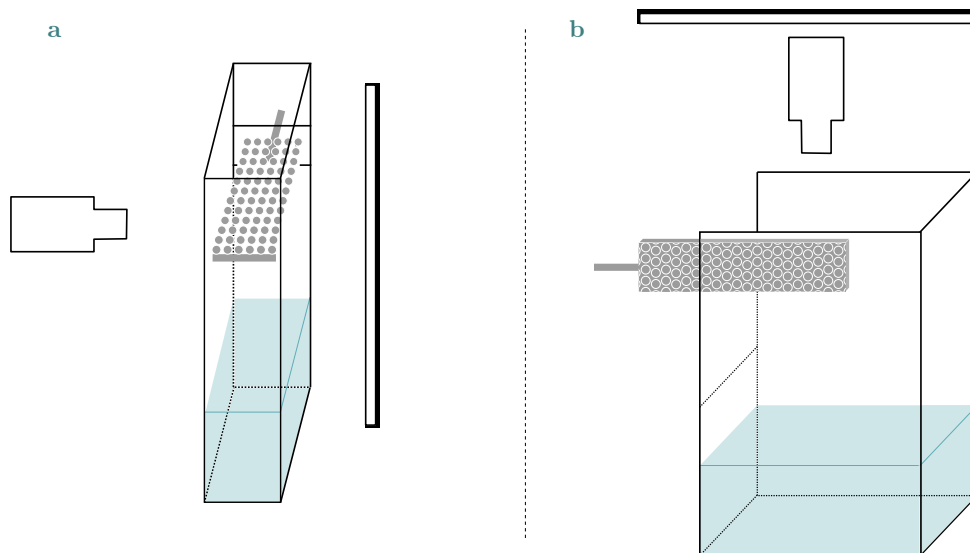


Figure 2.13 Configurations de visualisation **a** En transmission de lumière, de gauche à droite du schéma sont la caméra, la cuve contenant la mousse et la solution savonneuse et le panneau LED. **b** En réflexion, de haut en bas du schéma sont visibles le panneau LED, la caméra puis la cuve.

2.7.1 Visualisation du mouvement des bords de Plateau

Le mouvement des bulles près des surfaces rugueuses lors du cisaillement de la mousse est observé à travers une paroi en verre (Ted Pella) ajoutée à une cuve de $4.3 \times 12.2 \times 18$ cm. Cette configuration est très similaire à la configuration *horizontale 1* mais la cuve est moins épaisse pour permettre une meilleure transmission de la lumière à travers l'épaisseur de mousse. Aucune mesure de force n'est réalisée simultanément à ces expériences. Les images obtenues lors de ces expériences sont similaires à la figure 2.12.

L'arrière de la cuve est éclairé à l'aide d'un panneau LED (Phlox LedW-BL) et filmé avec une caméra (Basler acA3800 $14 \mu\text{m}$) munie d'un objectif télécentrique (Techspec $0.73 \times$ GoldTL). La mise au point est faite le plus loin possible – à environ trois bulles de la paroi de la cuve – pour éviter d'observer des effets de bord. Les mousses sont produites avec la solution décrite en section 2.3 à laquelle j'ajoute du bleu de méthylène hydrate (Sigma-Aldrich) pour rendre les bords de Plateau plus contrastés. Je n'ai pas vérifié que les propriétés rhéologiques des mousses sont les mêmes, mais la comparaison de vidéos prises dans les mêmes conditions pour des mousses contenant ou non du bleu de méthylène permet de constater visuellement que le comportement des bords de Plateau est le même.

L'ensemble de l'expérience est confiné dans une boîte noire opaque pour éviter les réflexions parasites. Cette configuration est représentée de profil en figure 2.13a. Ce mode de visualisation permet de suivre les mouvements des bords de Plateau directement, mais l'écoulement loin de la lame est difficile à interpréter à cause de la diffusion de la lumière par les différentes couches de films savonneux traversés, voir section 1.3.1.

2.7.2 Visualisation des zones d'écoulement dans la mousse

Pour sonder l'écoulement de la mousse, j'éclaire les cuves avec une lampe de bureau (Brackenheath) ou un panneau LED selon les disponibilités de la salle d'expérimentation par l'arrière de la caméra (Basler acA3088-57um munie d'un objectif de 25 mm Fujifilm), comme représenté sur la figure 2.13b. Quand la mousse est ainsi éclairée par l'arrière, de brefs scintillements lumineux apparaissent là où la mousse est en écoulement. Ce sont les parois des films liquides qui agissent comme de petits miroirs qui renvoient la lumière vers la caméra, à condition d'avoir le bon alignement avec la caméra.

Certains films de savon restent toujours alignés avec la caméra et brillent en continu. Dans les zones d'écoulement de la mousse, les bulles qui participent à des événements T1 ont leurs parois communes qui changent d'orientation rapidement, voir section 1.3. C'est ce changement d'orientation qui fait que les films de savon sont brièvement alignés avec la caméra, créant les scintillements que l'on peut observer sur les vidéos de ces expériences.

De cette manière, il est possible d'identifier les régions où la mousse est en écoulement en consignnant les scintillements brefs de lumière. Cette expérience est réalisée dans la cuve de la configuration *horizontale 2* et les forces exercées par les mousses sur les lames lors du mouvement sont mesurées simultanément à la capture de la vidéo.

Chapitre 3

Entrée d'une surface rugueuse dans une mousse

Dans ce chapitre, nous regardons l'influence de la taille des rugosités de surfaces rugueuses sur leur frottement lorsqu'elles sont introduites à différentes vitesses dans diverses mousses.

J'observe et identifie les différents régimes de frottement des mousses à l'aide de vidéos des bords de Plateau près des surfaces rugueuses. Les contraintes exercées par la mousse sur les différentes lames lors de leur introduction dans les mousses sont ensuite modélisées.

A l'aide de cette expérience, je me pose la question des paramètres pertinents pour décrire la transition entre les différents régimes de frottements, puis je décris les contraintes exercées par les mousses sur les différentes surfaces.

3.1 Visualisation de l'expérience

3.1.1 Observation du mouvement des bords de Plateau

Le dispositif expérimental est dans la configuration décrite en section 2.7.1. Cela permet d'observer le mouvement des bords de Plateau en contact avec les surfaces rugueuses lors de l'introduction des lames dans la mousse. Sur les images obtenues les bords de Plateau sont de fins traits noirs, la tranche des lames dont la face supérieure est recouverte de billes en verre est visible, voir figure 3.1a.

En suivant la position du contact p_{pb} entre les bords de Plateau et la surface comme représenté en figure 3.1a et b, trois régimes de frottements des mousses sont identifiables. Pour les surfaces lisses, la position du contact p_{pb} ne change pas au cours du déplacement de la lame. Cela signifie que les mousses glissent. Pour des surfaces de rugosité de dimension comparable aux rayons de courbure des bords de Plateau, les bords de Plateau suivent le mouvement de la lame puis se détachent alternativement. C'est ce qu'on observe sur la courbe bleue de la figure 3.1b. Enfin, pour les plus grandes rugosités, les bords de Plateau restent ancrés sur les aspérités des surfaces. Dans la suite de ce manuscrit, j'appelle ces trois comportements régime de glissement, régime de collé-glissé et régime d'ancrage. Une première conclusion de cette observation est que la taille des rugosités des surfaces a effectivement une influence sur l'écoulement des mousses.

En répétant cette méthode d'identification des régimes sur des vidéos de mousses de rayon de bulles $R = 0.7$ mm constant et pour une vitesse de déplacement imposée

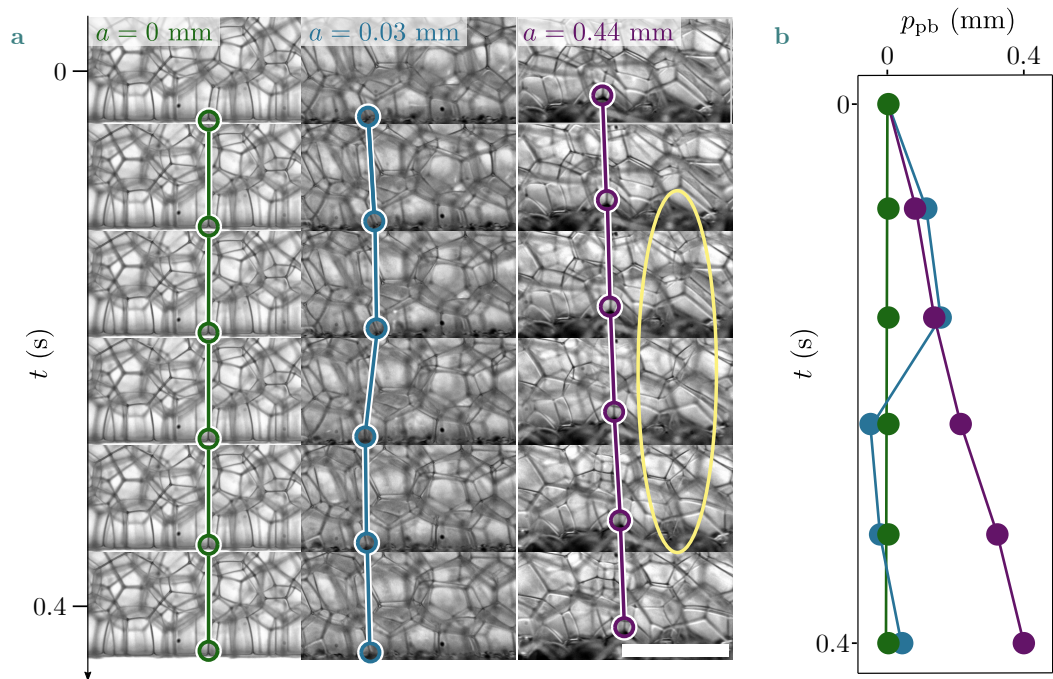


Figure 3.1 Identification des régimes de frottement des mousses **a** Prises de vue toutes les 0.08 s pour trois surfaces de rugosités différentes dans une mousse constituée de bulles de rayon $R = 0.7$ mm et de fraction liquide $\varphi_\ell = 0.2$ %. Les lames rugueuses sont en bas des images et se déplacent de la gauche vers la droite à $V = 1$ mm/s. La position du contact entre un bord de Plateau et les surfaces rugueuses p_{pb} est repérée dans chaque image. La barre d'échelle mesure 2 mm. Un événement plastique entre les bulles est entouré en jaune. **b** Les positions des bords de Plateau p_{pb} sont reportées en fonction du temps ici. Les points verts correspondent au régime de glissement des bords de Plateau. Le glissement soudain du bord de Plateau pour le cas $a = 0.03$ mm, en bleu, est facilement identifiable par rapport au cas $a = 0.44$ mm, en violet, qui se déplace à la même vitesse que la lame, à 1 mm/s.

de $V = 1$ mm/s, je repère les régimes de collé-glissé et d'ancrage. Certains cas présentent les deux comportements. Ils sont nommés régime transitoire dans la figure 3.2. Ces vidéos deviennent illisibles car trop floues pour de plus grandes vitesses. C'est pourquoi nous n'exploiterons ce paramètre que dans la partie suivante qui traite des mesures de force.

La transition entre le régime de collé-glissé et le régime d'ancrage peut aussi être vue comme le passage d'une dissipation sur la surface à une dissipation en volume entre les bulles. En d'autres termes, c'est au delà de cette transition qu'il faut se placer pour éviter le glissement de la mousse sur les parois. Une première observation de la figure 3.2 montre qu'il y a différents régimes de frottement pour un même rayon d'aspérités a et pour une même taille de bulles R . Il en découle que le rayon des bulles n'est pas la bonne échelle de longueur à laquelle comparer le rayon des aspérités

La transition entre les régimes de collé-glissé et d'ancrage semble se produire entre $a/r_{pb} = 1$ et 3, voir figure 3.2. Pour mieux identifier cette transition et pour avoir plus d'informations sur les contraintes exercées par la mousse sur les surfaces rugueuses lors du frottement, je rajoute le capteur de force décrit en section 2.6 au dispositif expérimental.

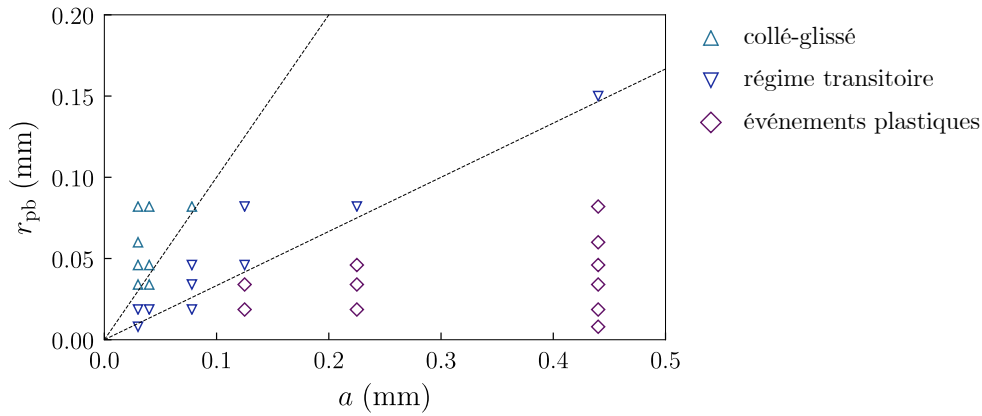


Figure 3.2 Diagramme de phase Les différentes surface rugueuses sont introduites à 1 mm/s dans des mousses de rayon de bulles $R = 0.7$ mm. Les régimes de frottement sont identifiés visuellement sur des vidéos. Les deux lignes sont des guides pour les yeux et correspondent à $a/r_{pb} = 1$ et $a/r_{pb} = 3$.

3.2 Mesures de force et vérification de la méthode expérimentale

3.2.1 Mesures de force lors de l'introduction des lames

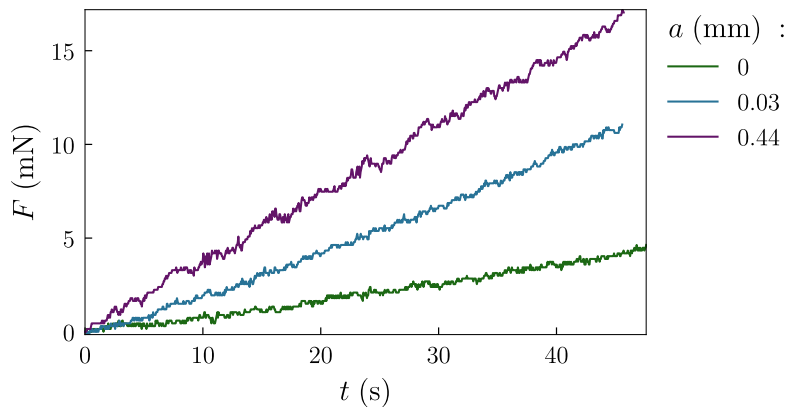


Figure 3.3 Données brutes pendant l'introduction Force F en fonction du temps t correspondant aux trois scénarios de la figure 3.1, pendant l'introduction de la lame dans la mousse. Le cas $a = 0$ mm correspond au régime de glissement, $a = 0.03$ mm au le régime de collé-glissé et $a = 0.44$ mm au régime d'ancrage. Les lames sont introduites à $V = 1$ mm/s dans une mousse de rayon de bulles $R = 0.7$ mm et de fraction liquide $\varphi_\ell = 0.7$ %.

La figure 3.3 présente les forces exercées par la mousse sur les lames de différentes rugosités au cours l'introduction des surfaces pour les trois régimes de frottement correspondant aux scénarios de la figure 3.1. Ces forces croissent linéairement au cours du temps pour les trois comportements très différents identifiés visuellement. Nous pouvons tout de même constater que la pente de ces droites semble croître avec la rugosité, ce qui me conduit à observer les contraintes plutôt que les forces. En effet, comme la vitesse d'entrée des lames dans la mousse est constante, la surface de contact entre les surfaces rugueuses et la mousse croît aussi linéairement en fonction du temps, impliquant que la contrainte exercée est constante au cours de l'introduction des lames.

3.2.2 Contrainte sur des lames lisses

Sur les lames lisses, les visualisations des bords de Plateau nous ont permis de vérifier que les mousses glissent. Comme présenté en section 1.4.3, les contraintes exercées par une mousse glissant sur des surfaces lisses suivent l'équation 1.12 issue de Raufaste *et al.* [24] et rappelée ici

$$\tau_{\text{glissement}} = 3.8 \frac{\gamma}{R} \varphi_{\ell}^{-0.25} \text{Ca}^{2/3}. \quad (1.12)$$

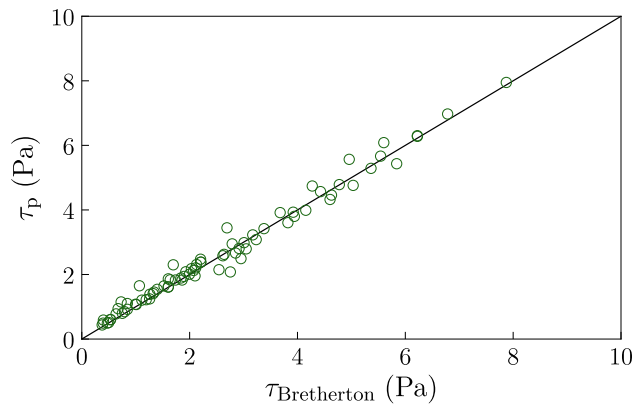


Figure 3.4 Contrainte sur des lames lisses Contrainte mesurée τ_p en fonction de la contrainte attendue $\tau_{\text{glissement}}$. La droite en trait plein noire correspond à $\tau_p = \tau_{\text{glissement}}$.

La figure 3.4 présente la contrainte τ_p , qu'on déduit en divisant la force F par la surface de contact avec la mousse $2pd$, où p est la longueur de lame immergée et d la largeur de la lame, en fonction de la contrainte attendue $\tau_{\text{glissement}}$ telle qu'exprimée dans l'équation 1.12. Ces données correspondent à des rayons de bulles compris entre $R = 0.7$ et 1.85 mm, à des fractions liquides $\varphi_{\ell} = 0.03$ à 8 % et à des vitesses $V = 0.5$ à 20 mm/s, correspondant à des nombres capillaires Ca compris entre 1.7×10^{-5} et 6.7×10^{-4} . Sur cette gamme de paramètres, le modèle phénoménologique de l'équation 1.12 prédit très bien les données mesurées. Cette constatation nous permet de valider notre système expérimental pour mesurer les contraintes.

3.2.3 Conditions aux limites et orientation des rugosités

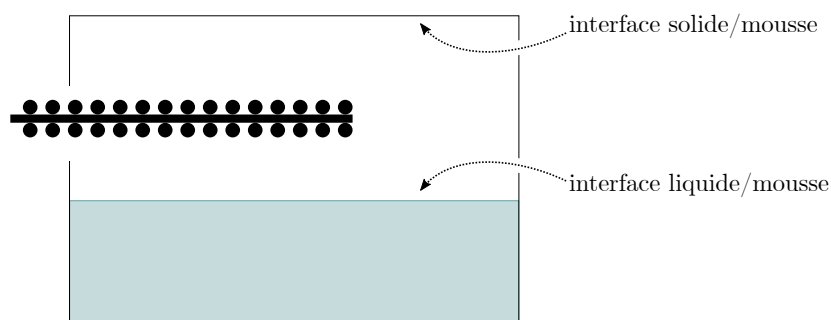


Figure 3.5 Conditions aux limites La mousse est posée sur une interface liquide et est recouverte d'une interface solide.

Dans notre dispositif, les interfaces aux limites de la mousse au dessus et en dessous de la surface rugueuse sont différentes, voir figure 3.5. Le haut de la cuve est recouvert d'une lame en verre, ce qui crée une interface solide/mousse alors que le bas de la mousse est en contact avec le bain liquide, ce qui donne une interface liquide/mousse. Dans le cas lisse traité dans la section précédente, les dissipations se font uniquement proches de la lame. Par conséquent, nous ne nous attendons pas à une grande influence des interfaces éloignées des lames introduites. Au contraire, pour les lames les plus rugueuses pour lesquelles la propagation d'événements plastiques est observée sur au moins 1 cm, voir section 5.3.5, une influence plus grande des conditions aux limites peut être attendue. C'est pourquoi je compare les contraintes mesurées selon l'orientation des rugosités sur les surfaces, en estimant que si l'influence des conditions aux limites est significative, une différence pour des lames asymétriques avec des rugosités sur une seule face devrait être visible. La face lisse serait moins sensible aux interfaces de la mousse que la face rugueuse.

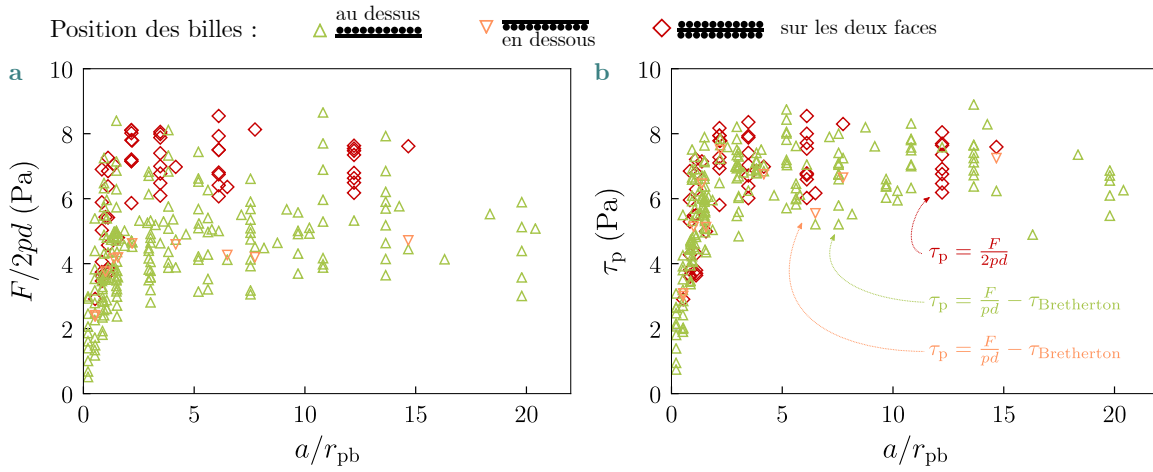


Figure 3.6 Contraintes à partir des données brutes Pour les deux courbes présentées, les losanges rouges représentent des lames avec deux faces identiques. Les triangles verts correspondent aux lames avec des rugosités sur le dessus et une face lisse sur le dessous et les triangles inversés oranges représentent des lames lisses au dessus et rugueuses en dessous. **a** Force F sur la surface $2pd$ avec p la longueur immergée et d la largeur des lames en fonction du rapport a/r_{pb} . **b** Contrainte déduite en retirant l'influence des faces lisses en fonction du rapport a/r_{pb} . On constate que ces données se regroupent en une courbe.

La figure 3.6 présente les contraintes en fonction du rapport a/r_{pb} , pour trois cas de figure : les lames sont soit recouvertes de billes sur les deux faces, soit sur une seule face, inférieure ou supérieure. Quand les deux faces sont identiquement rugueuses, la contrainte est aisément déduite à partir de la force F et vaut

$$\tau_p = F/2pd, \quad (3.1)$$

avec p la position de la lame au cours du temps et d sa largeur.

Comme la contrainte exercée sur une surface lisse est très bien prédite avec l'équation 1.12, la contribution des faces lisses peut être soustraite dans les cas bigarrés où une des faces est lisse et l'autre est rugueuse. Ainsi, la contrainte pour ces lames peut s'écrire

$$\tau_p = F/pd - \tau_{glissement} \quad (3.2)$$

Les deux nuages de données de la figure 3.6a présents avant soustraction de la contribution des faces lisses se regroupent sur la figure 3.6b où cette correction est

appliquée. Cela nous permet de conclure que l'influence des parois en contact avec la mousse éloignées des lames est assez faible pour être négligée dans ce dispositif. Dans la suite de cette section, certaines expériences auront lieu pour des lames texturées des deux côtés ou avec un côté lisse.

3.2.4 Échelles de longueur

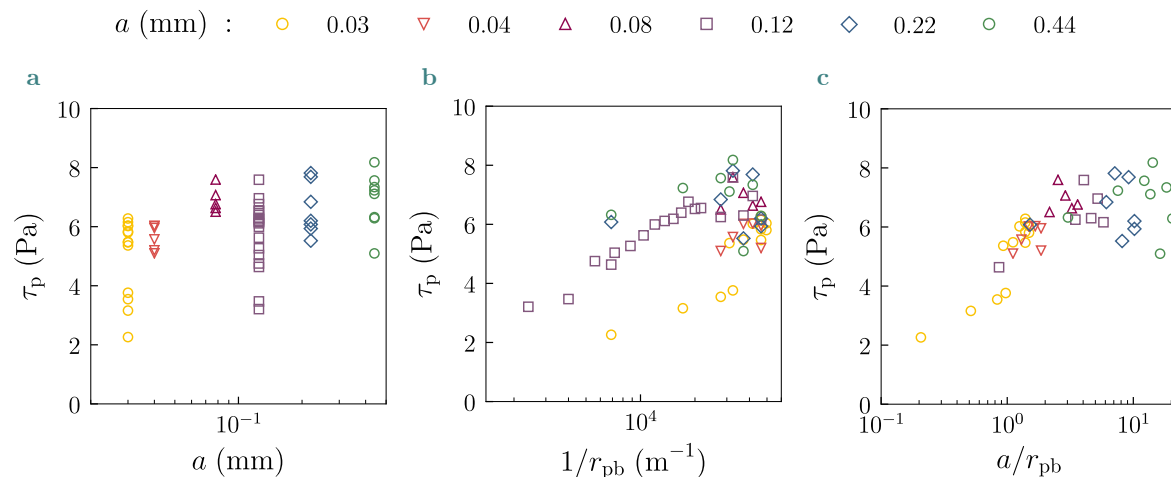


Figure 3.7 Renormalisation Contrainte τ_p pendant l'introduction de lames à $V = 6$ mm/s dans des mousses de rayon de bulles $R = 0.7$ mm. Les différents symboles représentent les différents rayons de rugosités dans ces trois graphiques. **a** En fonction du rayon des rugosités a . **b** En fonction de l'inverse du rayon de courbure des bords de Plateau $1/r_{pb}$. **c** et en fonction du rapport a/r_{pb} . Dans cette représentation, les données se regroupent en une courbe maîtresse.

La figure 3.7 présente un jeu de données pour lequel le rayon des bulles $R = 0.7$ mm et la vitesse imposée aux lames $V = 6$ mm/s sont constants. Le rayon des rugosités a et le rayon de courbure des bords de Plateau r_{pb} sont variés. En figure 3.7c, les contraintes qui étaient éparées, voir figures 3.7a et b où elles étaient représentées en fonction de $1/r_{pb}$ et de a , se condensent en une courbe maîtresse quand elles sont représentées en fonction de a/r_{pb} . Comme pour une même rugosité et un même rayon de bulles différents comportements de frottement sont observés, cela implique qu'il y a un autre paramètre à prendre en compte. Les données se regroupent sur une courbe maîtresse quand le rapport a/r_{pb} est utilisé. Cela nous conforte dans l'idée que l'échelle de longueur des surfaces rugueuses a est bien à comparer à l'échelle de longueurs r_{pb} dans la mousse plutôt que d'utiliser le rayon des bulles R . C'est différent de ce qui aurait pu être attendu au vu du comportement d'autres fluides à seuil, comme les granulaires ou les Carbopols, voir section 1.4.

3.3 Contraintes lors de l'introduction de lames rugueuses

3.3.1 Comparaison des informations visuelles et de contrainte

Nous avons identifié trois régimes de glissement à l'aide de la visualisation du mouvement des bords de Plateau en contact avec les surfaces rugueuses. Dans la

figure 3.8, les cercles verts représentent les contraintes sur les lames lisses et correspondent aux données présentées en figure 3.4. Les triangles bleu clair ou gris et les losanges violets représentent respectivement les régimes de collé-glissé, de transition et d’ancrage tels que définis dans la figure 3.2. Pour ce jeu de données, le rayon des bulles $R = 0.7$ mm est constant mais l’ensemble des autres paramètres – fraction liquide φ_ℓ , rayon de courbure des bords de Plateau r_{pb} , rayon des aspérités a et vitesse imposée V – varient.

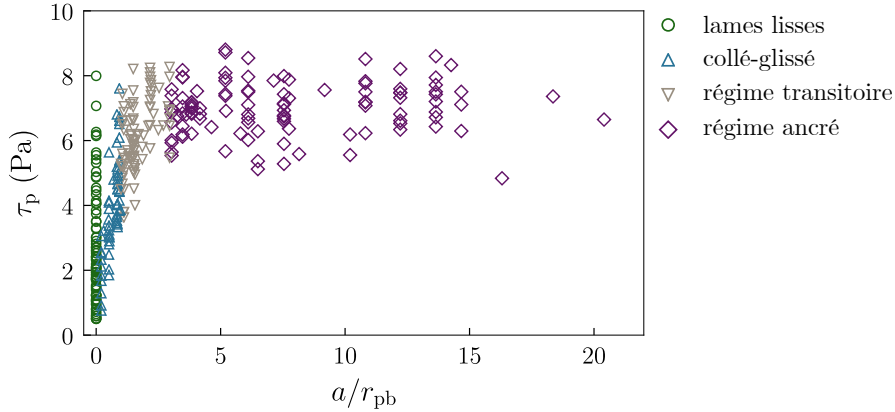


Figure 3.8 Contrainte τ_p en fonction du ratio a/r_{pb} , en mettant en avant les différents régimes de frottement identifiés visuellement Les cercles verts correspondent aux lames lisses, pour lesquelles $a/r_{pb} = 0$. Les triangles bleu ciel correspondent au régime de collé-glissé, pour $0 < a/r_{pb} < 1$. Les triangles inversés gris correspondent aux a/r_{pb} compris entre 1 et 3 pour lesquels il y a à la fois des mouvements de collé-glissé des bords de Plateau et des événements plastiques entre les bulles. Enfin, les diamants violets représentent les $a/r_{pb} > 3$ et pour lesquels il n’y a plus de mouvement de collé-glissé mais uniquement des événements plastiques entre les bulles.

Une première observation de la figure 3.8 permet de constater que les régimes identifiés visuellement se retrouvent bien. Le cas des lames lisses traité en section 3.2.2 est bien connu et suit le comportement attendu. Pour les valeurs intermédiaires de a/r_{pb} correspondant au régime de collé-glissé, les contraintes augmentent entre 0.4 et 9.8 Pa, ce qui souligne l’importance des conditions de frottement sur les contraintes exercées entre une mousse et une surface. De plus la dispersion des données est principalement liée aux différentes vitesses imposées aux surfaces rugueuses, voir figure 3.13 pour plus de détails. Pour les plus grandes valeurs de a/r_{pb} , les contraintes semblent constantes. Dans la suite de cette section, je présente notre interprétation des contraintes dans le régime ancré, puis dans le régime de collé-glissé.

3.3.2 Contraintes dans le régime ancré

Dans le régime ancré, les bords de Plateau restent sur les rugosités et les dissipations n’ont plus lieu auprès des lames mais entre les bulles de la mousse. On sonde la rhéologie de volume de la mousse. Le modèle de Hershell-Bulkley, dans lequel les mousses se comportent comme des solides élastiques en deçà d’une contrainte seuil τ_{seuil} , puis comme un fluide rhéofluidifiant au delà de cette contrainte seuil, est une description qualitative commune des mousses, voir section 1.3. On peut l’écrire comme $\tau_{HB} = \tau_{seuil} + \eta(\dot{\gamma})$, voir section 1.3 [22, 23].

L’évaluation du nombre de Bingham, qui compare les contraintes visqueuses et de seuil comme dans la section 2.5 permet de conclure que les contraintes visqueuses

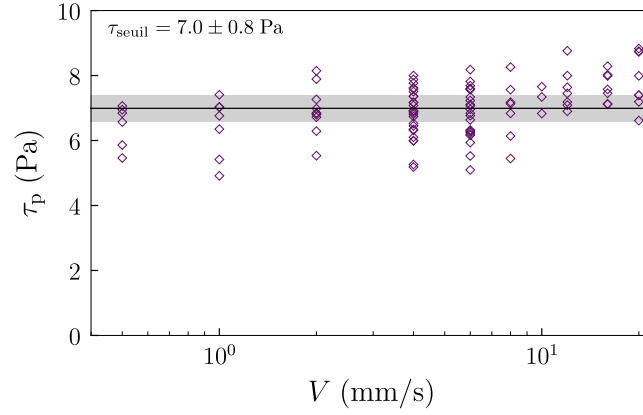


Figure 3.9 Régime ancré Contrainte τ_p en fonction de la vitesse imposée aux surfaces rugueuses, pour les ratios a/r_{pb} supérieurs à 3. La ligne noire est la moyenne des données, elle vaut 7.5 Pa. La zone grise représente la déviation standard autour de cette valeur. La dispersion pour une même valeur de vitesse est due aux différentes fractions liquides sondées.

sont négligeables pour les plus faibles vitesses et presque négligeables pour les plus hautes vitesses explorées dans cette expérience. Dans ce cas, cela revient à écrire que la contrainte est égale à la contrainte seuil. Nous avons vu en section 1.3 que la contrainte seuil peut être décrite par la loi semi empirique $\tau_{seuil} = K \frac{\gamma}{R} (\varphi_c - \varphi_\ell)^2$, où $\varphi_c = 0.26$ est la fraction de vide dans un empilement compact de sphères dures [2], et K est un facteur multiplicatif dont les valeurs mesurées dans la littérature sont comprises entre 0.5 et 6 [1, 31]. Nous travaillons avec des mousses très sèches – de fractions liquides comprises entre 0.03 et 8 % – ce qui implique que $\varphi_\ell \ll \varphi_c$ et qui nous amène à écrire

$$\tau_{seuil} = K \frac{\gamma}{R} \varphi_c^2. \quad (3.3)$$

La figure 3.9 montre bien une contrainte indépendante de la vitesse et la valeur de sa moyenne est conforme à l'équation 3.3 et vaut $\tau_{seuil} = 7.0 \pm 0.8$ Pa, avec un préfacteur $K = 2.9 \pm 0.3$ qui entre dans la gamme de valeurs reportées [1, 31]. Cette valeur de la contrainte seuil est une estimation. Je reviendrai sur cette valeur en section 4.3.2. La contrainte augmente légèrement pour les plus grandes vitesses sondées, voir figure 3.9, c'est une réminiscence du terme de dissipation visqueuse dans Hershell-Bulkley qui n'est plus tout à fait négligeable.

3.3.3 Contraintes dans le régime de collé-glissé

Jusqu'ici, les deux limites extrêmes du glissement sur les lames lisses et de l'ancrage pour les plus grands ratios a/r_{pb} ont été analysées. Le régime de collé-glissé avait été observé une fois pour des mousses liquides dans une fracture modèle [97] mais je n'ai pas trouvé d'articles le décrivant quantitativement. La figure 3.8, permet de constater que la transition entre le régime de collé-glissé, en bleu et d'ancrage, en violet, est continue. Cela suggère qu'il est possible de décrire le régime de collé-glissé comme une combinaison du régime d'ancrage où l'énergie est accumulée dans la déformation élastique des films de savon et du régime de glissement où l'énergie est relâchée par dissipation visqueuse.

Pour rationaliser cette idée, il est possible d'imaginer trois scénarios pour une bille sur une surface en mouvement dans une mousse. Soit elle est dans l'air à l'intérieur

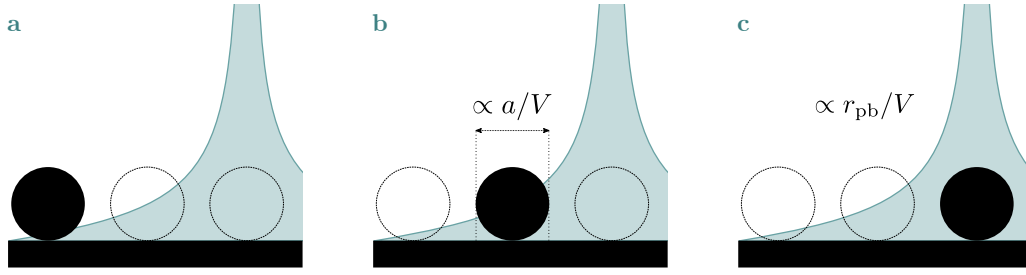


Figure 3.10 Bille dans un bord de Plateau **a** La bille ne voit pas le bord de Plateau, les dissipations dans l'air sont supposées négligeables. **b** La bille traverse l'interface air/liquide pendant un temps proportionnel à a/V . **c** La bille traverse le bord de Plateau pendant un temps proportionnel à r_{pb}/V .

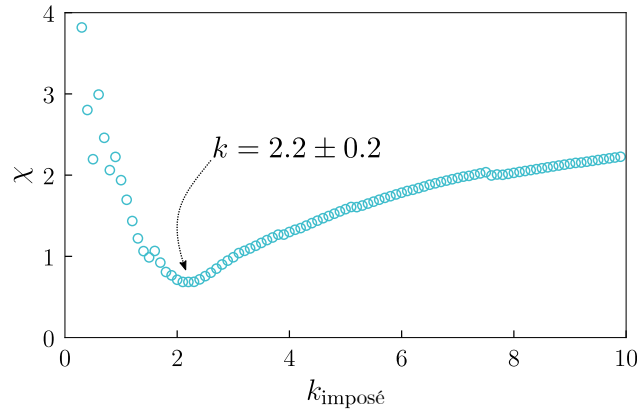


Figure 3.11 Détermination de la valeur de la transition k Erreur standard de la régression linéaire comparant l'équation 3.4 et les données correspondant à des a/r_{pb} compris dans $]0, k_{imposé}]$ pour des $k_{imposé}$ compris entre 0.1 et 10. La plus faible erreur est atteinte pour $k_{imposé} = 2.2 \pm 0.2$.

des bulles (Fig. 3.10a) et nous pouvons supposer que les dissipations dans l'air sont négligeables, soit elle passe à travers l'interface air/liquide (Fig. 3.10b) pendant un temps proportionnel à a/V , le ratio de la taille de la rugosité sur la vitesse imposée. Lors du passage à travers l'interface liquide/air, la bille est soumise à des forces de progression de ligne de contact. Enfin, elle passe à l'intérieur des bords de Plateau pendant un temps proportionnel au ratio de la taille caractéristique des bords de Plateau et de la vitesse imposée r_{pb}/V (Fig. 3.10c), où elle est soumise aux dissipations visqueuses dans la solution savonneuse. Cette explication permet de rationaliser l'importance de la comparaison entre le rayon des rugosités a et de la courbure des bords de Plateau r_{pb} qui émerge des observations visuelles, comme sur la figure 3.2 et de l'interprétation des contraintes mesurées, voir figure 3.7.

Ainsi, le temps passé dans le régime de glissement où la contrainte est bien expliquée par l'équation 1.12, est proportionnel au temps passé à traverser un bord de Plateau $\propto r_{pb}/V$. Le temps passé à déformer élastiquement les films de savon correspond au temps passé par les billes à traverser les interfaces liquide/air de la mousse, qui est proportionnel à la taille des billes a/V . La contrainte est alors égale à τ_{seuil} . Le rapport de ces durées est $\tilde{a} = a/kr_{pb}$ où le préfacteur k donne la valeur de la transition entre le régime de collé-glissé et le régime d'ancrage. On construit une loi de levier stipulant que la contrainte totale est la somme des contributions des

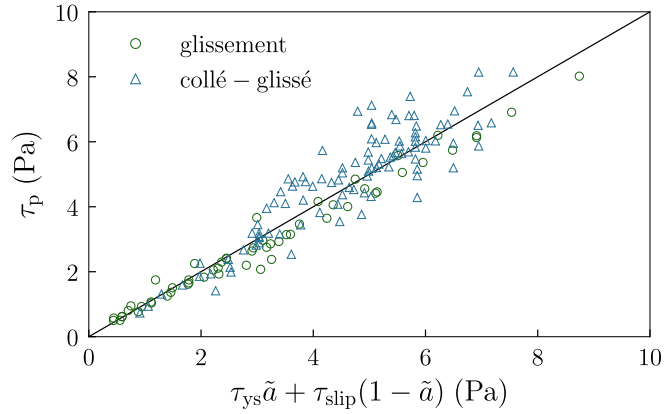


Figure 3.12 Tracé de la contrainte mesurée τ_p en fonction de l'équation 3.4 pour les contraintes lors du régime de glissement (cercles verts) et pour le régime de collé-glissé (triangles bleus). La ligne noire correspond à l'équation $\tau_p = \tau_{\text{collé-glissé}}$.

contraintes d'ancrage pendant un temps $\propto \tilde{a}$ et des contraintes de glissement pendant un temps $\propto (1 - \tilde{a})$,

$$\tau_{\text{collé-glissé}} = \tau_{\text{seuil}} \tilde{a} + \tau_{\text{glissement}} (1 - \tilde{a}). \quad (3.4)$$

Cette loi permet bien de retrouver les comportements aux deux extrémités du régime de collé-glissé. En effet, quand $\tilde{a} = a/k r_{\text{pb}} = 1$ le régime d'ancrage où la contrainte est constante et vaut τ_{seuil} est atteint. A l'opposé, quand $\tilde{a} = a/k r_{\text{pb}} = 0$ ce qui arrive pour les lames lisses pour lesquelles $a = 0$ mm, la contrainte est égale à $\tau_{\text{glissement}}$.

Pour déterminer la valeur de la transition k , je définis $\chi = \frac{1}{N} \sum_i^N \text{Res}_i$, où N est le nombre de points considérés comme appartenant au régime de collé-glissé, dans un intervalle $]0, k_{\text{imposé}}]$. Res est le résidu de l'ajustement entre l'équation 3.4 et cet ensemble de données sans paramètre ajustable. Je fais varier $k_{\text{imposé}}$ entre 0.1 et 10 avec un pas de 0.1 sur la figure 3.11.

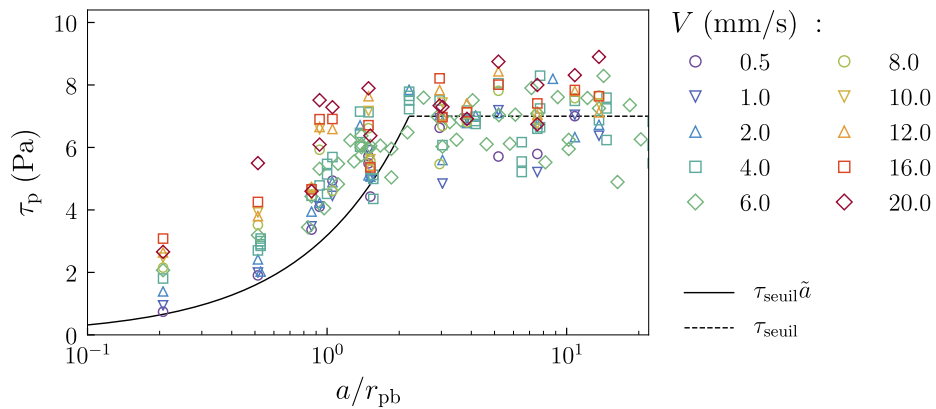


Figure 3.13 Influence de la vitesse Contrainte τ_p en fonction de a/r_{pb} pour tous les a/r_{pb} non nuls. Les différents symboles et couleurs représentent les différentes vitesses. La ligne noire continue correspond à $\tau_{\text{seuil}} \tilde{a}$ et la ligne en pointillés représente la valeur de la contrainte seuil τ_{seuil} .

La plus faible erreur est trouvée pour $k = 2.2 \pm 0.2$ où l'incertitude de 0.2 découle de l'incertitude sur la valeur de la contrainte seuil τ_{seuil} et de l'échantillonnage en a/r_{pb} .

Cette valeur ne correspond pas exactement à celle donnée dans notre article [126] $k = 1.9 \pm 0.2$ qui avait été obtenue en extrayant les contraintes à l'aide de régressions linéaires sur l'ensemble des données pendant l'entrée des lames dans les mousses alors que dans ce manuscrit j'ai choisi de présenter les résultats obtenus avec un algorithme mettant de côté les données aberrantes pendant le calcul des régressions linéaires voir section 2.6.3. Néanmoins, ces deux résultats sont compatibles et confirment les observations visuelles qui donnaient une transition comprise entre $a/r_{pb} = 1$ et 3 (voir figure 3.2).

Quand les données sont représentées en fonction de l'équation 3.4 dans laquelle on injecte la valeur de contrainte seuil $\tau_{seuil} = 7.0 \pm 0.8$ Pa calculée en section 3.3.2 et la valeur de transition $k = 2.2 \pm 0.2$, cela donne un très bon accord, voir figure 3.12. Pour les plus faibles vitesses, les dissipations visqueuses sont plus faibles. L'équation 3.4 peut alors s'écrire $\tau_{colle-glisse} \xrightarrow{V \rightarrow 0} \tau_{seuil} \tilde{a}$. Ce comportement est bien vérifié par la figure 3.13. Ici, le modèle très simple de combinaison linéaire du glissement et de l'ancrage de la mousse réussit à capturer correctement à la fois l'influence de la vitesse, de la fraction liquide et du rayon des rugosités sur la contrainte τ_p .

3.4 Conclusion

Dans ce chapitre, trois régimes de frottement des mousses ont été révélés à l'aide de vidéos prises pendant l'introduction de surfaces de rugosités contrôlées dans des mousses. Grâce à ces vidéos, nous identifions un paramètre qui semble influencer sur le passage d'un régime à l'autre : le rapport entre le rayon des rugosités a et le rayon de courbure des bords de Plateau r_{pb} . Pour les a/r_{pb} nuls, les mousses glissent, pour des valeurs de a/r_{pb} intermédiaires les bords de Plateau ont un mouvement de collé-glissé, alors que pour les plus grands a/r_{pb} les bords de Plateau restent ancrés sur les rugosités des surfaces. Par identification de ces régimes sur différentes vidéos, la valeur de la transition entre le régime de collé-glissé et le régime ancré est estimée entre $a/r_{pb} = 1$ et 3.

Pour chaque rugosité, fraction liquide et vitesse d'introduction imposée, il existe une contrainte constante au cours de l'introduction de la surface dans la mousse. Quand ces contraintes sont tracées en fonction du paramètre a/r_{pb} , elles présentent trois comportements différents, identifiés aux trois régimes de frottements observés. Cela appuie encore l'importance de ce paramètre.

Pour le cas des lames lisses, la contrainte est connue et a été exprimée par [24, 13]. Nos données suivent le même comportement sans paramètre ajustable, ce qui nous permet d'affirmer que cette nouvelle méthode de mesure pour les contraintes entre une mousse et une surface est valide.

Dans le régime d'ancrage, pour les plus grands a/r_{pb} , il n'y a plus de glissement à la paroi. C'est le régime visé lors des mesures de rhéologie des mousses. Ces expériences sont réalisées à une vitesse suffisamment faible pour que l'effet de la contrainte seuil soit dominant. Nos valeurs de contrainte seuil ne sont pas aberrantes et entrent dans la gamme des contraintes observées dans la littérature pour des mousses similaires.

Enfin, le régime de collé-glissé, qui n'avait pas été quantitativement étudié précédemment, est correctement décrit par un modèle dans lequel nous faisons une combinaison linéaire entre le régime de glissement et d'ancrage. Le temps passé dans chaque régime est dicté par a/r_{pb} et le seul paramètre ajustable dans ce modèle est la valeur de la transition entre le régime de collé-glissé et le régime d'ancrage. En ajustant ce

paramètre, on trouve une transition qui vaut 2.2 ± 0.2 . C'est en accord avec ce qui était visible à l'aide des vidéos. Ce modèle capture correctement le comportement de la contrainte dans le régime de collé-glissé pour différents rayons de rugosités, fractions liquides, rayons de courbure des bords de Plateau et vitesses.

Ici, nous répondons à une des questions de cette thèse, qui était de caractériser le passage des dissipations sur les surfaces solides vers les dissipations entre les bulles pour différentes mousses et différentes rugosités. De plus, l'étude du régime d'ancrage ne met pas en avant une rugosité à partir de laquelle le glissement aux parois survient à nouveau, comme c'est observé pour des émulsions, voir section [1.4.2](#).

Dans la suite, nous allons aborder les données extraites lors de la relaxation de la mousse qui arrive juste après l'arrêt des lames dans les mousses.

Chapitre 4

Relaxation des contraintes

Après l'introduction des lames dans les différentes mousses, j'arrête la platine de translation et la force exercée par la mousse sur les lames relaxe vers une force constante. Dans ce chapitre, j'analyse le temps caractéristique de cette relaxation, je discute la contrainte atteinte à la fin de la relaxation, puis je présente une modélisation de cette expérience.

4.1 Données brutes

4.1.1 Mesures de force dans les différents régimes de frottement

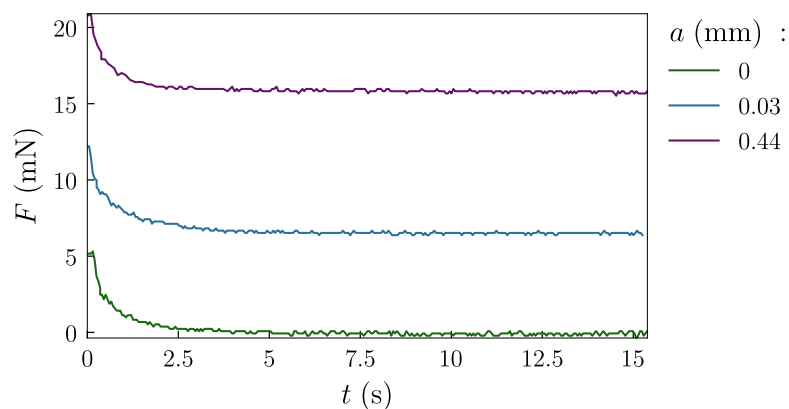


Figure 4.1 Données brutes de force au cours du temps de relaxation. Force F en fonction du temps t . La force relaxe suite à l'introduction de trois lames introduites à $V = 1$ mm/s dans une mousse de rayon de bulles $R = 0.7$ mm et de fraction liquide $\varphi_\ell = 0.7$ %. Les trois lames correspondent aux trois régimes de glissement observés dans la partie précédente. Le temps $t = 0$ correspond à la consigne d'arrêt de la platine de translation. Les données de cette figure font directement suite à celles de la figure 3.3.

Après l'introduction des lames dans les différentes mousses, j'arrête la platine de translation pendant 15 secondes et la force mesurée relaxe vers une force qui semble constante. La durée de 15 s de relaxation est choisie de manière à ce que la dispersion autour de la valeur moyenne de la force lors des trois dernières secondes de la relaxation soit comparable ou plus faible que le bruit mesuré par le capteur de force au repos, qui vaut environ 0.1 mN, voir section 2.6. L'évolution de cette force à la fin de la relaxation a été étudiée sur des temps très longs par Cohen-Addad *et al.*

[127]. Ils ont montré qu'après avoir atteint le plateau que l'on observe en figure 4.1, la force décroît avec un temps caractéristique qui varie entre 100 et 1000 s selon les mousses observées. Cette décroissance est une caractéristique du vieillissement de la mousse. Dans cette partie, je ne vais pas prendre en compte les effets de vieillissement et considérer que la force atteinte à la fin de la relaxation est réellement constante.

4.1.2 Arrêt de la platine de translation

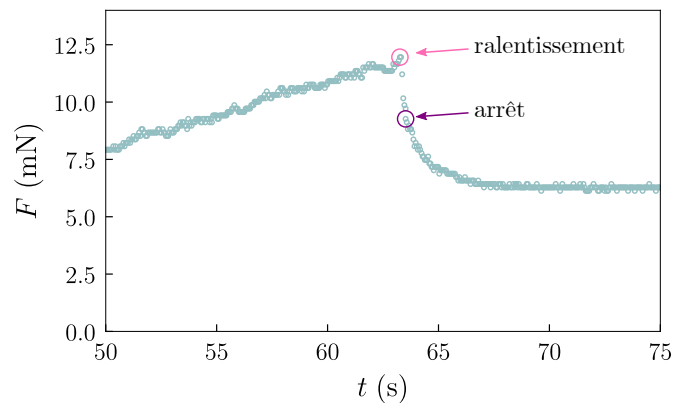


Figure 4.2 Temps d'arrêt de la platine de translation Force F en fonction du temps t pour la fin du régime d'introduction et le début du régime de relaxation pour une lame de rugosité $a = 0.03$ mm plongée dans une mousse de taille de bulles $R = 0.7$ mm et de fraction liquide $\varphi_\ell = 0.2$ % à une vitesse imposée de 1 mm/s. Le cercle rose correspond au début du ralentissement de la platine de translation. Le cercle violet correspond à l'arrêt total de la platine. Une durée de 0.35 secondes sépare ces deux points.

La platine de translation qui fait entrer les surfaces de différentes rugosités dans les mousses prend 0.35 secondes pour s'arrêter totalement. La figure 4.2 illustre le moment où la platine commence à ralentir et le moment de l'arrêt sur une courbe de force en fonction du temps. Il y est apparent que le temps d'arrêt de la platine est comparable au temps de relaxation total.

Je fais le choix de ne commencer à regarder la relaxation de la mousse qu'à partir du moment où la platine est arrêtée. Je fixe une nouvelle origine des temps correspondant à l'arrêt total de la platine de translation. Cela implique que je ne connais pas précisément l'état dans lequel est la mousse au début de la phase de relaxation, mais que la vitesse de déplacement imposée est toujours exactement nulle. Dans la suite de cette partie, je regarde le temps de relaxation après l'arrêt de la platine, puis l'état final de la contrainte.

4.2 Temps caractéristique de relaxation

4.2.1 Méthode de détermination

La force au début de la relaxation correspond au moment où la platine de translation est totalement arrêtée, puis l'allure de la relaxation est semblable indépendamment des régimes de frottements identifiés lors de l'introduction des lames, voir figure 4.1. Pour vérifier cette intuition, j'ajuste les données de force au cours du temps avec une loi exponentielle décroissante de la forme

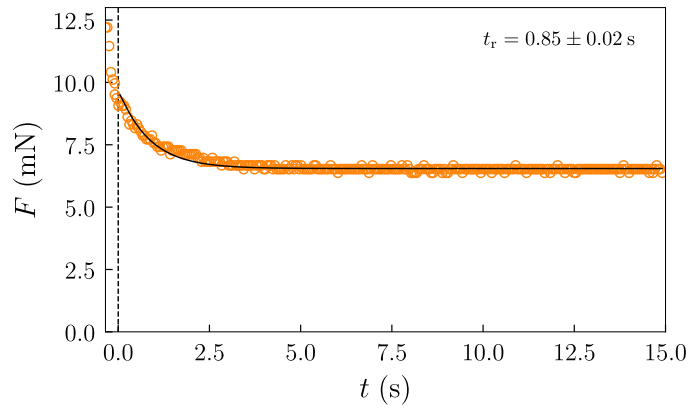


Figure 4.3 Exemple d’ajustement de la force au cours du temps Les points de données correspondent à une lame de rugosité $a = 0.03$ mm introduite à $V = 1$ mm/s dans une mousse de fraction liquide $\varphi_\ell = 0.7$ %. La ligne noire pleine représente une exponentielle décroissante de temps caractéristique $t_r = 0.89 \pm 0.02$ s. La ligne noire verticale en pointillés marque l’arrêt de la platine.

$$F(t) = C_1 e^{-t/t_r} + C_2 \quad (4.1)$$

où C_1 , C_2 et t_r sont des paramètres ajustables. Un exemple d’un tel ajustement est fourni en figure 4.3 où les données du cas $a = 0.03$ mm de la figure 4.1 sont reprises et ajustées par l’équation 4.1. L’accord est bon entre les données et l’hypothèse d’une décroissance exponentielle de la force avec un unique temps de relaxation. Comme l’aire de contact au cours de la relaxation de la force est constante, voir section 4.3.1, je raisonne ici sur les forces, mais la contrainte associée est simplement obtenue en divisant la force par l’aire constante. Les raisonnements portant sur le temps de relaxation de la force sont donc aussi valides pour le temps de relaxation de la contrainte. Dans la partie suivante, j’analyse le temps caractéristique de relaxation de la force t_r pour diverses rugosités, fractions liquides et vitesses d’introduction des lames.

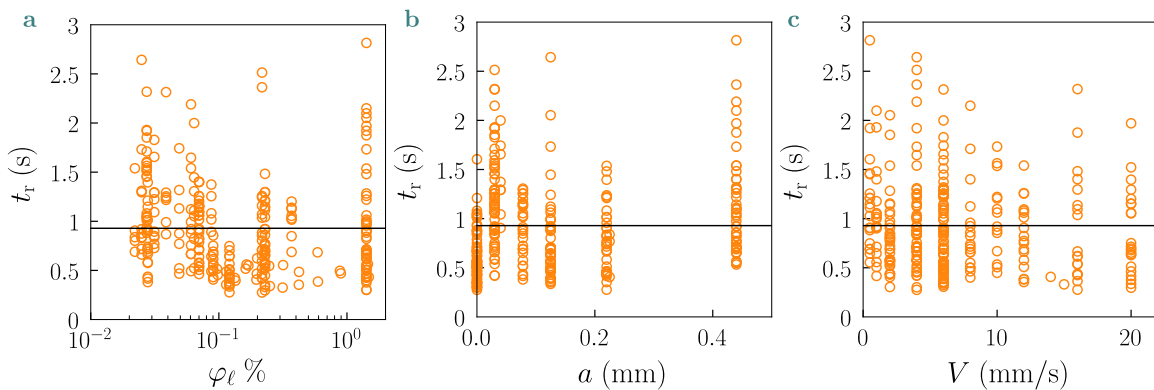


Figure 4.4 Temps caractéristique de relaxation de la force La ligne noire continue horizontale représente la moyenne de tous les temps caractéristiques, qui vaut $\langle t_r \rangle = 0.9 \pm 0.5$ s. Le temps caractéristique est représenté en fonction des trois paramètres indépendants de cette étude. **a** En fonction de la fraction liquide φ_ℓ . **b** En fonction de la taille des rugosités a sur les lames. **c** En fonction de la vitesse V imposée lors de l’introduction de la lame avant la relaxation.

4.2.2 Influence des paramètres sur le temps de relaxation

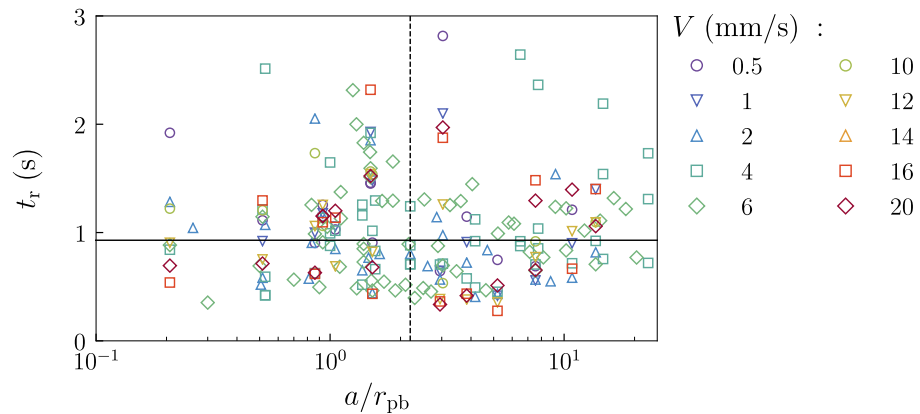


Figure 4.5 Temps de relaxation de la mousse pour les différents régimes de glissement

Le temps de relaxation de la mousse t_r est représenté en fonction du paramètre a/r_{pb} . Les différentes couleurs et symboles représentent les différentes vitesses V imposées pendant l'introduction des lames. La ligne noire pleine horizontale représente la valeur moyenne des temps de relaxation $\langle t_r \rangle = 0.9 \pm 0.5$ s. La ligne noire en pointillés verticale représente la valeur de la transition entre les régime de frottement des mousses en collé-glissé et le régime ancré.

Le temps de relaxation de la force t_r ne dépend d'aucun des trois paramètres indépendants que je fais varier, voir figure 4.4. Les informations sur la vitesse précédemment imposée peuvent s'être perdues lors de la phase de décélération de la platine que je ne prends pas en compte ici. L'indépendance du temps de relaxation de la contrainte en fonction de la vitesse est donc un résultat sur lequel il faut rester critique.

L'influence de la taille des rugosités a et de la fraction liquide φ_l est drastique sur le régime de frottement entre les mousses et les interfaces, mais la figure 4.4 ne met pas en avant d'influence de ces paramètres sur le temps de relaxation de la contrainte t_r . Pour plus de certitude sur l'effet du régime de frottement sur le temps de relaxation t_r , je représente aussi le temps de relaxation en fonction du paramètre a/r_{pb} , qui permet de discriminer entre les différents régimes de frottement, voir figure 4.5. À gauche de la ligne verticale noire en pointillés sur cette figure, les données correspondent au régime de frottement de la mousse en collé-glissé observé dans le chapitre précédent. La droite de la figure correspond au régime ancré. Je ne constate ici pas de différence notable entre les valeurs de temps de relaxation dans ces deux régimes, la moyenne des temps de relaxation dans le régime de collé-glissé vaut $\langle t_r^{\text{collé-glissé}} \rangle = 0.8 \pm 0.4$ s dans le régime lisse $\langle t_r^{\text{lisse}} \rangle = 0.7 \pm 0.5$ et dans le régime ancré $\langle t_r^{\text{ancré}} \rangle = 0.9 \pm 0.5$ s, alors que la moyenne de tous les points vaut $\langle t_r \rangle = 0.9 \pm 0.5$ s. Cela suggère que les effets de surface ne sont pas dominants dans la relaxation de contrainte observée et tend à suggérer que la relaxation observée ici se produit dans la mousse et est une propriété du matériau.

Il est pourtant apparent sur la figure 4.1 – qui présente une relaxation de la force pour chacun des trois régimes de frottement identifiés – que la force atteinte à la fin de la relaxation n'est pas la même pour chacun des trois régimes. Dans la suite, j'explique comment déduire la contrainte à la fin de la relaxation à partir des courbes de force puis je regarde la valeur atteinte dans chacun des trois régimes de frottement de mousses identifiés.

4.3 Contraintes pendant le régime de relaxation

4.3.1 Évaluation de la surface de contact

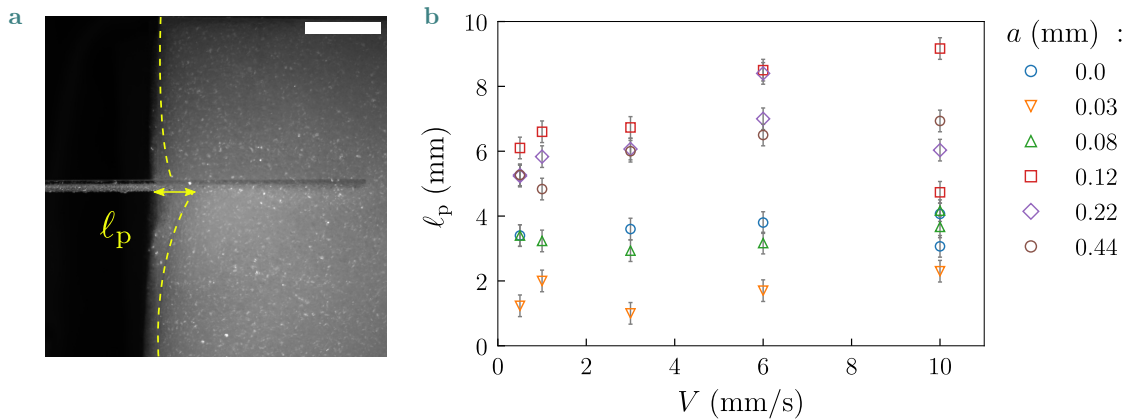


Figure 4.6 Déformation de l'interface mousse/air ℓ_p au cours de l'introduction des lames
Des lames en verre dont la face supérieure est lisse et la face inférieure est couverte de billes, sont plongées dans des mousses de fraction liquide $\varphi_\ell = 0.03$ % et de rayon de bulles $R = 0.7$ mm à différentes vitesses. **a** Photographie prise (Basler acA3088-57um, objectif Fujifilm de 25 mm) au cours de l'introduction d'une lame à $V = 3$ mm/s. Pour cette lame, le rayon des billes sur la face inférieure est $a = 0.44$ mm. L'interface mousse/air soulignée par le trait en pointillés jaunes est déformée sur une longueur ℓ_p qui vaut typiquement quelques millimètres. La barre d'échelle mesure 1.5 cm. **b** Longueur de déformation pendant l'introduction des lames ℓ_p en fonction de la vitesse imposée V pour différentes tailles de rugosités a .

Pour calculer la contrainte lors de la relaxation à partir des données de force, il faut déterminer la surface de contact entre la mousse et les lames. Cette surface dépend de l'introduction de la lame dans la mousse précédent la relaxation. En effet, au début de l'introduction des lames, un ménisque se crée à l'interface mousse/air. L'amplitude de la déformation de l'interface ℓ_p dépend de la rugosité des lames et de la vitesse d'introduction de la lame dans la mousse. Cette déformation est peu visible sur les vidéos de l'expérience car l'arrière de la mousse n'est pas déformé et crée un arrière plan peu contrasté, voir figure 4.6a. C'est pourquoi je ne suis pas parvenue à automatiser sa mesure. Je présente néanmoins en figure 4.6b des résultats préliminaires obtenus manuellement à l'aide d'ImageJ, j'estime l'erreur sur ces prises de mesure en reproduisant la mesure d'un point vingt fois. Ces mesures permettent principalement l'évaluation de l'amplitude de ℓ_p , qui vaut typiquement quelques millimètres et permet d'estimer l'erreur sur l'aire de contact entre la mousse et la surface qui vaut dans le pire des cas de figure environ 12 %.

L'aire de contact entre la mousse et les surfaces évolue ensuite pendant la relaxation de la mousse. La figure 4.7 présente l'allure de l'interface mousse/air au cours de la première seconde suivant le début de la décélération de la platine de translation pour une lame dans chaque régime de frottement de la mousse. Cette première seconde correspond aux changements les plus drastiques de la force mesurée, mais l'interface ne se déplace que d'une fraction de millimètre au cours du début de la relaxation. Cette évolution temporelle de la surface de contact correspond à moins de 1 % de l'aire totale de contact. Je fais le choix de la négliger dans la suite de l'interprétation des résultats au cours de la relaxation.

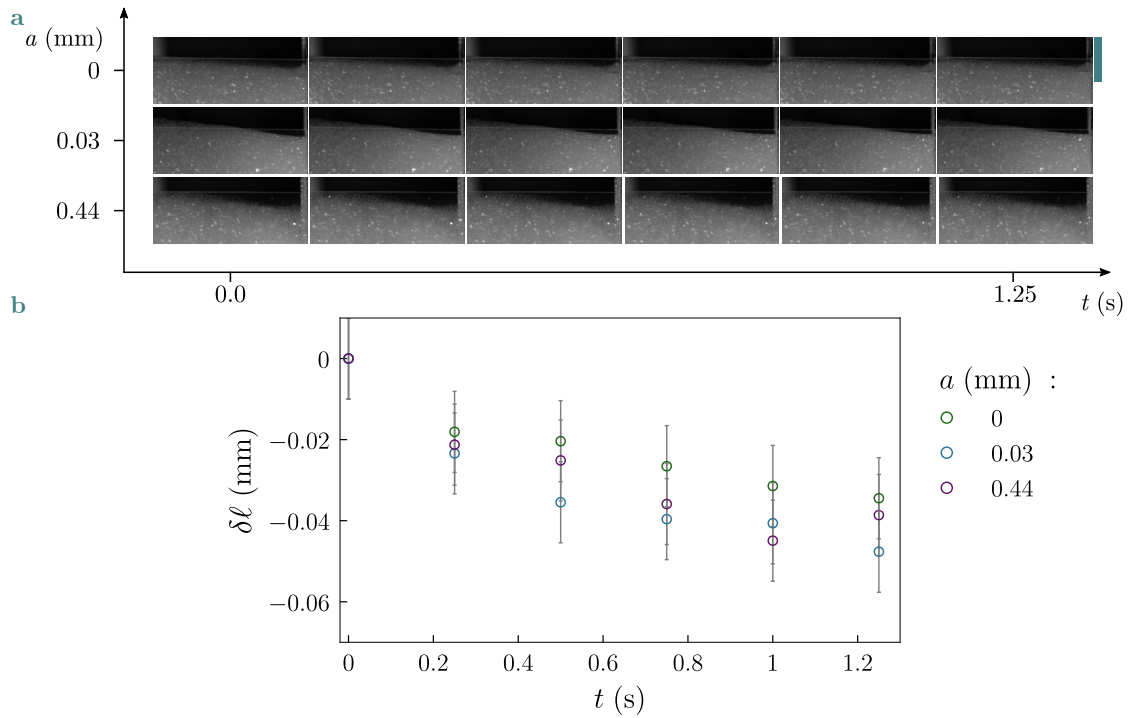


Figure 4.7 **Évolution de l’aire de contact au cours de la relaxation** **a** Évolution temporelle de l’allure de l’interface mousse/air au cours de la relaxation suivant l’introduction à une vitesse $V = 6$ mm/s de trois lames de rugosité différentes dans une mousse de rayon de bulles $R = 0.7$ mm et de fraction liquide $\varphi_\ell = 0.03$ %. Dans chacune des images, la lame est sur le bord droit de l’image. Chacun des cas présentés correspond à un régime de frottement de la mousse. Le mouvement de l’interface est peu perceptible. La barre d’échelle mesure 5 mm. La caméra est une Basler acA3088-57um, munie d’un objectif Fujifilm de 25 mm. Exceptionnellement ici, l’origine des temps correspond au début du ralentissement de la platine. **b** Pour les mêmes expériences, évolution de la position du contact $\delta\ell$ entre la mousse et la lame au cours du temps t et en fixant la position au début de la relaxation comme nulle. Les positions sont déterminées manuellement à l’aide du logiciel ImageJ. Les barres d’erreur sont évaluées après avoir réalisé la même mesure 5 fois. L’allure des courbes est semblable pour les trois régimes de frottement.

Par la suite, je néglige le changement d’aire de contact entre la lame et la mousse au cours de la relaxation $\delta\ell$. Mais je prends en compte la déformation de l’interface qui survient lors de l’introduction des lames avant la relaxation ℓ_p . Pour ce faire, je considère l’aire de contact à la fin de l’introduction telle que déduite à l’aide des mesures de force :

$$A_{\text{mousse/surface}} = \frac{F_{\text{fin introduction}}}{d \times \frac{dF}{dp}} \quad (4.2)$$

où la force à la fin de l’introduction est donnée directement par le capteur de force, d est la largeur des lames et $\frac{dF}{dp}$ est la dérivée de la force en fonction de la position au cours de l’introduction qui est calculée par un ajustement linéaire des données du capteur de force.

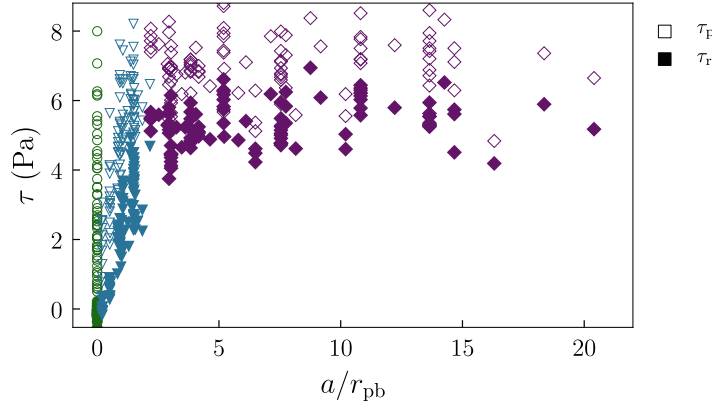


Figure 4.8 Contraintes initiales τ_p et finales τ_r en fonction de a/r_{pb} Les symboles pleins correspondent à la contrainte à la fin de la relaxation τ_r et les symboles vides correspondent à la contrainte pendant l'introduction de la lame τ_p , pour comparaison. Les points verts correspondent aux lames lisses, les points bleus au régime de collé-glissé. Les points violets correspondent au régime d'ancrage des bulles tels que définis dans le chapitre précédent. Les mousses ont un rayon de bulles $R = 0.7$ mm. Tous les autres paramètres varient.

4.3.2 Contrainte à la fin de la relaxation

Ainsi, pour calculer la contrainte à la fin de la relaxation τ_r , je prends la valeur finale de la force, donnée par C_2 dans l'ajustement présenté dans l'équation 4.1 et je la divise par l'aire déterminée par l'équation 4.2.

La figure 4.8 représente la contrainte à la fin de la relaxation τ_r pour chacune des valeurs de a/r_{pb} explorées. Pour les lames lisses, la dispersion de la contrainte en fonction de la vitesse, qui se traduit par l'extension verticale des marqueurs verts vides sur la figure 4.8, n'est pas présente pour les contraintes à la fin de la relaxation, en symboles pleins. Cela s'explique bien par le fait que la vitesse des lames est nulle à la fin de la relaxation. La contrainte de Bretherton, voir équation 1.12, est alors nulle et donc indépendante de la vitesse. Mise à part cette différence, l'allure de cette courbe est très semblable à ce que nous observons dans le chapitre précédent, mais est décalée vers les plus petites contraintes.

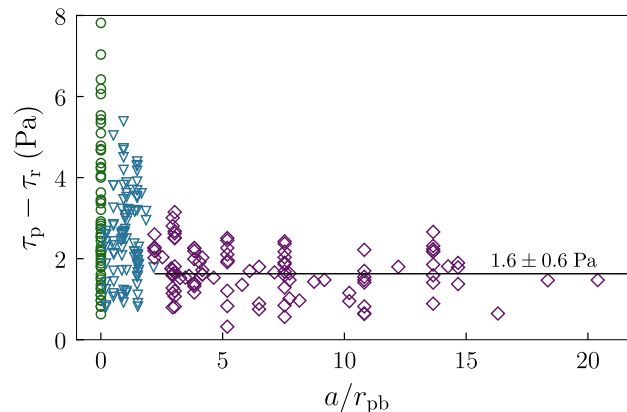


Figure 4.9 Écart de contrainte entre l'introduction des lames et la fin de la relaxation Écart de contrainte $\tau_p - \tau_r$ en fonction de a/r_{pb} pour les trois régimes de frottements identifiés. Il est apparent ici que l'écart est plus grand pour les ratios a/r_{pb} les plus faibles. La ligne noire solide horizontale est la moyenne des écarts pour des ratios $a/r_{pb} > 2.2$, ce qui correspond au régime d'ancrage des bulles.

Pour mieux quantifier la différence de contrainte entre l'introduction des lames et la fin de la relaxation, l'écart entre ces deux contraintes $\tau_p - \tau_r$ est représenté en figure 4.9. Comme observé dans la figure 4.8, l'écart est grand pour les plus faibles ratios a/r_{pb} . Pour le régime ancré, en violet, l'écart vaut en moyenne $\langle \tau_p - \tau_r \rangle_{\text{ancré}} = 1.6 \pm 0.6$ Pa. Dans la suite de cette section, j'explore la contrainte après relaxation τ_r pour chacun des régimes de frottement précédemment identifiés.

Régime de glissement

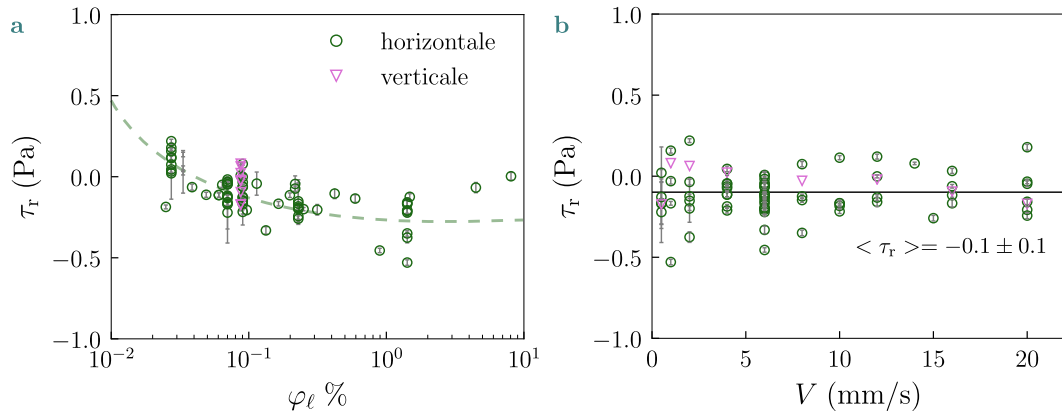


Figure 4.10 **Contrainte à la fin de la relaxation τ_r pour les lames lisses** Les marqueurs roses triangulaires correspondent à une insertion verticale des lames dans la mousse. Les marqueurs verts carrés correspondent à une insertion horizontale dans la mousse. **a** En fonction de la fraction liquide φ_ℓ . La ligne en pointillés verts est un guide pour les yeux. **b** En fonction de la vitesse V imposée précédemment pendant l'introduction de la lame. La ligne noire solide horizontale représente la valeur de la moyenne des points représentés $\langle \tau_r \rangle = -0.1 \pm 0.1$ Pa.

La figure 4.10 représente les contraintes à la fin de la relaxation τ_r pour les lames lisses. Les contraintes finales sont ici très proches de zéro, ce qui était attendu car la contrainte $\tau_{\text{glissement}}$ exercée par la mousse sur une lame lisse s'annule quand la vitesse de la lame est nulle. De manière surprenante, certaines valeurs de la contrainte relaxent vers une valeur négative pour les mousses les plus humides. Cela signifie qu'il existe une force qui attire la lame vers la mousse. Cette tendance est illustrée par la ligne en pointillés verts sur la figure 4.10a.

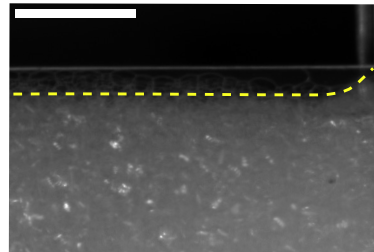


Figure 4.11 **Ménisque de mousse près d'une lame lisse à la fin de la relaxation** La mousse a des bulles de rayons $R = 0.7$ mm. La fraction liquide est de $\varphi_\ell = 0.03$ %. L'interface mousse/air est mise en valeur par la ligne verte en pointillés. La lame lisse est située du côté droit de l'image. Le trait blanc horizontal est le bord du bac de mousse.

Les points roses sur la figure 4.10 correspondent aux premières expériences réalisées, dans lesquelles les lames étaient insérées verticalement dans les mousses. Nous

avons alors émis l’hypothèse que la force qui poussait la lame hors de la mousse pour les mousses les plus humides venait de la poussée d’Archimède. Les expériences suivantes, représentées en vert sur la figure 4.10, sont réalisées en insérant la lame horizontalement dans les mousses. Dans ce cas, la poussée d’Archimède ne va pas dans la direction du capteur et ne peut pas participer à repousser la lame hors de la mousse. Cela invalide cette hypothèse.

Une autre explication possible de ce phénomène vient de la présence d’un petit ménisque de mousse à la fin de la relaxation sur les lames lisses, voir figure 4.7 pour l’évolution temporelle de l’interface mousse/air pour une lame lisse et la figure 4.11 pour un agrandissement de l’interface près de la lame à la fin de la relaxation. Malheureusement, je n’ai pas pris de vidéos des cas les plus humides qui pourraient corrélérer l’inversion de la courbure de ce ménisque au passage de la contrainte τ_r entre des valeurs positives et négatives. C’est une des prochaines pistes d’expériences pour la suite du projet lié à cette thèse.

Régime d’ancrage

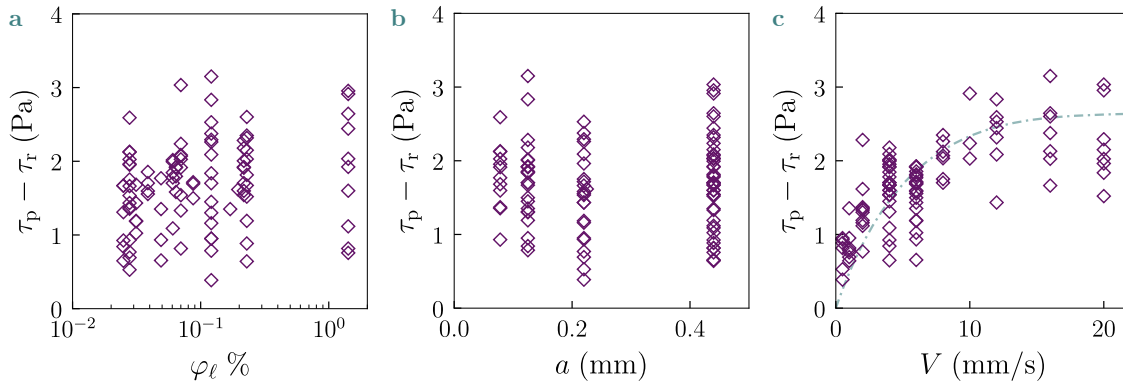


Figure 4.12 Écart de contrainte $\tau_p - \tau_r$ entre le régime d’introduction et la fin de la relaxation dans le régime ancré **a** En fonction de la fraction liquide de la mousse φ_ℓ , **b** en fonction de la taille des rugosités a , **c** et en fonction de la vitesse imposée lors de l’introduction des lames V . La ligne en pointillés verts est un guide pour les yeux.

La contrainte seuil des mousses ou de solutions de polymères est parfois mesurée comme la contrainte atteinte après l’arrêt d’un rhéomètre dans lequel il n’y a pas de glissement aux parois [36, 40, 41], voir section 1.3. C’est une situation très proche de l’expérience de relaxation que nous avons réalisée ici dans le régime d’ancrage des bulles. Nous avons vu dans le chapitre précédent que dans ce régime il n’y a plus de glissement entre les mousses et les plaques rugueuses. La contrainte à la fin de la relaxation τ_r doit par conséquent correspondre à la contrainte seuil de la mousse τ_{seuil} . Il est apparent sur la figure 4.9 qu’il y a un écart moyen de 1.6 ± 0.6 Pa entre la contrainte mesurée dans le régime d’ancrage pendant l’introduction et celle mesurée à la fin de la relaxation. Cet écart peut venir de l’élasticité de la mousse, d’effets de bord lors de l’apparition de zones liquides et solides dans la mousse cisailée lors de l’introduction de la lame, comme suggéré par Boujlel *et al.*, ou d’effets de vitesse que j’avais délibérément ignorés lors de l’interprétation des données de contrainte pendant l’introduction des lames. On constate sur les figures 4.12a et b que l’écart de contrainte $\tau_p - \tau_r$ n’est corrélé ni à la fraction liquide de la mousse ni aux rugosités sur

les lames introduites. Par contre, la figure 4.12c présente l'écart de contrainte $\tau_p - \tau_r$ en fonction de la vitesse précédemment imposée aux lames V . Il y est apparent que l'écart de contrainte croît avec la vitesse et semble s'annuler pour des vitesses faibles. Cela va dans le sens de la dernière explication proposée qui attribue l'écart de contrainte dans ce régime aux effets de vitesse que nous avons négligé en regardant le nombre de Bingham en section 3.3.2.

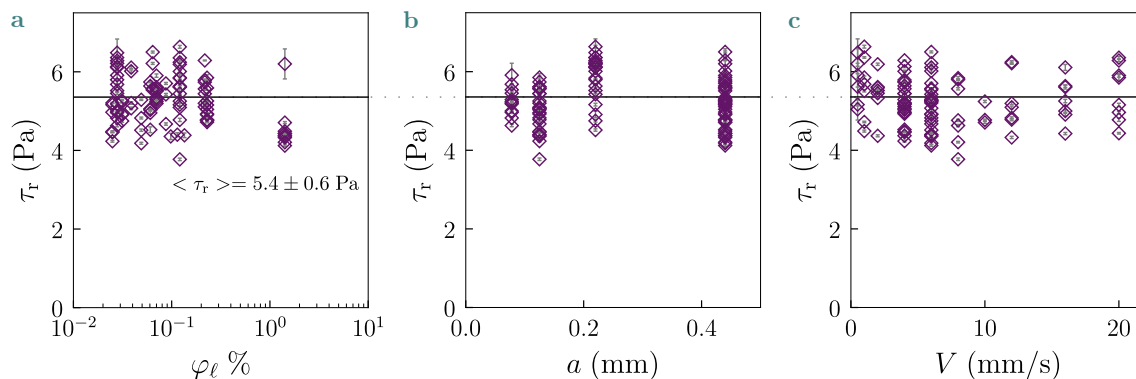


Figure 4.13 **Contrainte à la fin de la relaxation τ_r pour le régime d’ancrage** La ligne noire horizontale représente la moyenne des contraintes dans le régime d’ancrage, qui vaut $\langle \tau_r \rangle = 5.3 \pm 0.7$ Pa. **a** En fonction de la fraction liquide φ_ℓ , **b** en fonction du rayon des rugosités a , **c** et en fonction de la vitesse imposée dans le régime d’introduction V .

La figure 4.13 où la contrainte à la fin de la relaxation τ_r dans le régime d’ancrage est représentée en fonction de la fraction liquide φ_ℓ , du rayon des rugosités a et de la vitesse V permet de mettre en valeur l’indépendance de la mesure de τ_r en fonction de ces paramètres. Comme l’avaient souligné Dzuy *et al.* [36], cette méthode de détermination de la contrainte seuil est très peu sensible aux taux de cisaillement précédemment imposés, traduits par V dans cette expérience, voir figure 4.13c.

De plus, les changements de fraction liquide ont une très faible influence sur la valeur de la contrainte seuil pour des mousses aussi sèches que celles que nous observons, voir équation 3.3, ce qui se retrouve en observant l’évolution de la contrainte à la fin de la relaxation τ_r dans le régime d’ancrage, voir figure 4.13a.

La figure 4.13b met en avant le fait que, dans le régime d’ancrage, la contrainte atteinte après relaxation τ_r ne dépend pas du rayon des rugosités a . Il s’agit d’une preuve supplémentaire que dans la limite des rugosités sondées nous n’observons pas de réapparition du glissement pour les plus grandes rugosités comme c’était le cas dans l’étude de Goujon *et al* pour des granulaires [69].

Ainsi, à l’image des mesures de contrainte seuil par relaxation, cette expérience fournit une seconde estimation de la contrainte seuil $\tau'_{\text{seuil}} = 5.3 \pm 0.7$ Pa qui est inférieure à celle estimée en section 3.3.2, $\tau_{\text{seuil}} = 7.0 \pm 0.8$ Pa. Ces deux estimations coïncident pour les plus faibles vitesses, voir figure 4.12, ce qui pousse à privilégier la mesure obtenue à l’aide de la relaxation, qui n’est pas significativement sensible aux effets de vitesse sur la gamme sondée. Le fait que ces deux mesures se rejoignent pour les plus faibles vitesses de cisaillement imposées de cette expérience permet d’étayer l’idée que la contrainte seuil correspond à la fois à la contrainte à laquelle la mousse commence à s’écouler et à celle en dessous de laquelle elle redevient un solide.

La dispersion des données autour de τ'_{seuil} , qui correspond à environ 13 % de sa valeur, n’est pas corrélée aux paramètres explorés, voir figure 4.13. Il serait intéressant

de l'étudier à la fois pour comprendre sa nature et son éventuel impact sur l'estimation de la contrainte seuil par la méthode de relaxation.

Régime de collé-glissé

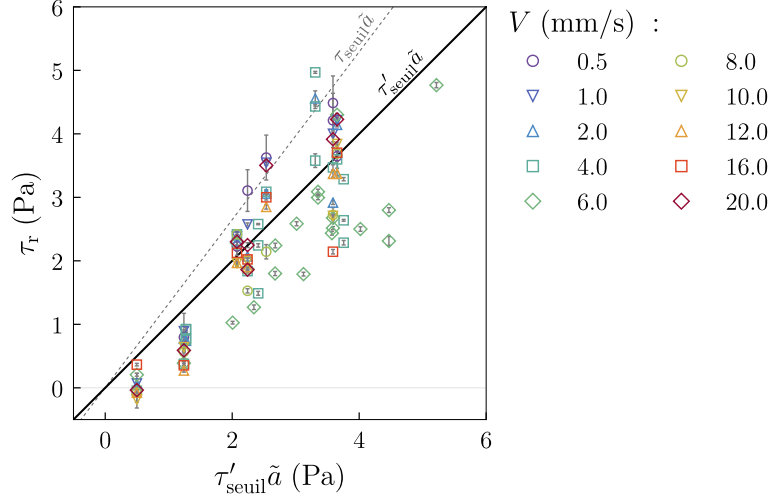


Figure 4.14 **Contrainte à la fin de la relaxation τ_r pour le régime de collé-glissé** La contrainte est tracée en fonction de $\tau'_{seuil} \tilde{a}$. La ligne en pointillés gris correspond à l'équation $\tau_r = \tau_{seuil} \tilde{a}$, tracée avec la contrainte seuil évaluée lors de l'introduction des lames. La ligne solide noire correspond à l'équation $\tau_r = \tau'_{seuil} \tilde{a}$, pour laquelle la contrainte seuil est évaluée à l'aide de la relaxation de la mousse. Les différents symboles et couleurs représentent les vitesses V qui étaient imposées aux lames pendant l'introduction dans la mousse. La ligne horizontale grise en trait plein souligne l'axe des origines de contrainte pour mettre en avant les valeurs négatives relevées.

Dans le régime de collé-glissé, qui intervient pour des rapports a/r_{pb} compris entre 0 et 2.2, l'expression de la contrainte à la paroi pendant l'introduction des lames est exprimée dans le chapitre précédent par l'équation 3.4 et est rappelée ici

$$\tau_{\text{collé-glissé}} = \tau_{seuil} \tilde{a} + \tau_{\text{glissement}} (1 - \tilde{a}) \xrightarrow[V \rightarrow 0]{} \tau_{seuil} \tilde{a}. \quad (3.4)$$

La partie proportionnelle à la contrainte lors du glissement, donnée par l'équation 1.12, s'annule quand la vitesse est nulle, tout comme dans le cas lisse. Par contre la seconde partie de cette expression, qui est proportionnelle à τ_{seuil} ne s'annule pas.

La figure 4.14 représente l'évolution de la contrainte à la fin de la relaxation τ_r dans le régime de collé-glissé en fonction de $\tau_{seuil} \tilde{a}$. Comme les deux régimes, où la lame est insérée à une vitesse imposée dans la mousse et où la lame est arrêtée, donnent deux estimations de la contrainte seuil de la mousse τ_{seuil} et τ'_{seuil} , je représente en traits gris pointillés $\tau_{seuil} \tilde{a}$ et en trait plein noir $\tau'_{seuil} \tilde{a}$. Les données semblent mieux représentées par $\tau'_{seuil} \tilde{a}$, ce qui laisse penser que les effets de vitesse discutés à propos du régime d'ancrage sont tout aussi présents dans le régime de collé-glissé.

L'écart entre la prédiction $\tau'_{seuil} \tilde{a}$ et la contrainte mesurée τ_r ne présente pas de corrélation évidente avec les paramètres a , V et φ_ℓ . De plus, certaines valeurs de contrainte mesurées à la fin de la relaxation dans le régime de collé-glissé sont négatives, voir les premiers points de la figure 4.14, jusqu'à un minimum de -0.18 ± 0.02 Pa. Ce comportement est trop répétable et les valeurs correspondent à des différences de

force trop importantes pour être interprétées comme du bruit. Ces valeurs semblent liées aux contraintes négatives mesurées à la fin de la relaxation pour les lames lisses pour lesquelles nous n'avons pour l'instant pas d'explication formelle. Cela conforte tout de même l'idée que ce qu'il se passe pendant la phase de glissement du régime de collé-glissé est de nature similaire au glissement sur les lames lisses.

L'expression 3.4 dans laquelle nous expliquons le régime de collé-glissé comme une combinaison linéaire du régime de glissement et du régime d'ancrage est encore justifiée par le fait que nous retrouvons dans la contrainte à la fin de la relaxation des caractéristiques des deux régimes limites.

4.4 Modélisation

Dans cette partie, le système est modélisé comme si l'arrêt de la platine de translation était instantané.

Le fait que le temps caractéristique de relaxation des mousses soit constant laisse penser que la mousse peut, dans ce contexte, être décrite comme un fluide de Maxwell qui possède une viscosité dynamique effective η et un module de cisaillement E . Les contraintes élastiques et visqueuses dans le volume de la mousse s'écrivent alors $\tau_{\text{visc}} = \eta \dot{\gamma}_{\text{visc}}$ où $\dot{\gamma}_{\text{visc}}$ est le taux de cisaillement et $\tau_{\text{élastique}} = E \gamma_{\text{élastique}}$ où $\gamma_{\text{élastique}}$ est la déformation élastique de la mousse. Il n'y a pas de glissement aux parois pendant la relaxation, voir section 4.3.1. La contrainte totale est notée $\tau_{\text{totale}}(V)$. Elle est présente au début de la relaxation, puis est dissipée élastiquement et par viscosité dans la mousse jusqu'à la fin de la relaxation. Elle dépend de la vitesse V dans les trois régimes de frottement.

La déformation de la mousse se décompose en une déformation élastique et une déformation visqueuse. L'expression des taux de cisaillements est obtenue en dérivant les déformations par rapport au temps

$$\dot{\gamma} = \dot{\gamma}_{\text{élastique}} + \dot{\gamma}_{\text{visqueux}}. \quad (4.3)$$

Ainsi, il est possible de remplacer les cisaillements élastiques et visqueux par leurs expressions données par le modèle du fluide de Maxwell. En faisant l'hypothèse supplémentaire que le cisaillement total dans la mousse peut s'écrire $\dot{\gamma} = V(t)/h_{\text{cisaillement}}$ avec $h_{\text{cisaillement}}$ une longueur de cisaillement effective dans la mousse. L'expression précédente devient

$$\frac{V}{h_{\text{cisaillement}}} = \frac{\dot{\tau}_{\text{élastique}}}{E} + \frac{\tau_{\text{visqueux}}}{\eta} \quad (4.4)$$

La contrainte totale exercée par la mousse sur la lame est mesurée expérimentalement et est donnée par $\tau_{\text{glissement}}$. En remplaçant V par son expression obtenue en inversant $\tau_{\text{totale}}(V)$, on obtient une expression qui ne dépend plus que des contraintes. Comme la contrainte est continue entre la paroi solide et le volume de la mousse, cette équation devient une équation différentielle du premier ordre qui admet une unique solution différente de la fonction nulle qui a la forme une exponentielle décroissante de temps caractéristique $\eta/E \sim 0.7$ s en prenant $E \sim 15$ Pa comme ce que nous évaluons en section 5.3.8. La valeur vers laquelle cette exponentielle décroît est donnée par la valeur de $\tau_{\text{totale}}(V)$ quand la vitesse est nulle. C'est ce que nous observons expérimentalement : le temps caractéristique de décroissance est dicté par les propriétés de la mousse alors que la valeur finale de contrainte atteinte dépend des conditions de frottement.

Pour affiner ce modèle, il serait possible d'adapter la modélisation du comportement rhéologique de la mousse en s'inspirant des travaux développés dans la thèse de Grzelka [128]. Ici, nous nous contentons de rationaliser le fait que le temps de relaxation ne dépend pas des conditions de surface alors que la valeur de contrainte à la fin de la relaxation est drastiquement dépendante des régimes de glissement.

4.5 Conclusion

Dans ce chapitre, j'observe la dynamique de la relaxation de la contrainte après l'introduction de lames de rugosités contrôlées à différentes vitesses imposées dans des mousses de diverses fractions liquides.

L'évolution de la contrainte au cours de la relaxation est bien décrite par une exponentielle décroissante. Le temps caractéristique de la décroissance de la contrainte est indépendant des trois variables explorées : la fraction liquide, la vitesse précédemment imposée et la taille des rugosités sur la surface insérée dans la mousse. Cela signifie que la dynamique de la relaxation de contrainte ne change pas malgré l'existence des trois régimes de frottement de mousses identifiés lors du mouvement des lames rugueuses : le glissement, le régime de collé-glissé et le régime d'ancrage des bulles.

Au contraire, la contrainte résiduelle après la relaxation τ_r est très sensible aux conditions de frottement. Elle est très faible pour les lames lisses, qui correspondent au régime de glissement des mousses. Elle présente un changement de signe pour passer d'une contrainte résiduelle positive de l'ordre du dixième de pascal pour les mousses les plus sèches – ce qui signifie qu'il existe une force poussant la lame vers l'extérieur de la mousse – à une contrainte résiduelle négative aussi de l'ordre du dixième de pascal dans le cas des mousses les plus humides – qui implique la présence d'une force aspirant la lame à l'intérieur de la mousse. Nous proposons que cet effet est lié à la présence d'un ménisque de mousse près des lames lisses à la fin de la relaxation dont l'orientation change en fonction de la fraction liquide, mais je n'ai pas pu le vérifier expérimentalement par manque de temps.

Ensuite, dans le régime d'ancrage, la contrainte résiduelle τ_r est indépendante en fonction des trois paramètres explorés. Comme il n'y a pas de déplacement des bulles sur les surfaces rugueuses dans ce régime, la contrainte résiduelle correspond à la contrainte restante dans le matériau quand la mousse redevient solide. Cela correspond à une des définitions de la contrainte seuil. La valeur moyenne de l'ensemble des contraintes résiduelles dans le régime d'ancrage fournit une seconde estimation de la contrainte seuil des mousses utilisées. En comparant cette nouvelle estimation de la contrainte seuil de la mousse à celle obtenue à partir des contraintes mesurées lors du mouvement des surfaces rugueuses, il apparaît que les deux contraintes coïncident pour les plus faibles valeurs de vitesse de déplacement imposées aux lames lors de leur introduction. Les effets de vitesse ne sont donc pas totalement négligeables dans le régime d'introduction des lames. Il apparaît que cette méthode d'estimation de la contrainte seuil peu répandue pourrait être une alternative viable à la méthode d'extrapolation des mesures de contrainte seuil vers les petits cisaillements imposés, ce qui demande du matériel coûteux.

Enfin, dans le régime de collé-glissé, qui correspond aux rugosités intermédiaires, l'expression en loi de levier que nous avons mis en place pour expliquer les contraintes dans le régime d'introduction permet toujours de modéliser le comportement du

système, à condition de remplacer la contrainte seuil considérée par celle trouvée à la fin de la relaxation de la contrainte quand les mousses sont dans le régime d'ancrage. Une autre différence vient de la présence de valeurs de contraintes négatives pour les plus faibles valeurs de a/r_{pb} . Ce comportement est similaire à celui observé pour les lames lisses. Le fait de retrouver les caractéristiques des deux régimes extrêmes dans les données du régime de collé-glissé justifie d'autant plus l'explication que nous avons fournie dans le chapitre précédent dans laquelle nous interprétons ce régime intermédiaire comme une combinaison linéaire des deux régimes de frottement extrêmes.

Ce contraste entre le fort impact du régime de glissement sur la contrainte atteinte à la fin de la relaxation et la corrélation inexistante du frottement et du temps de relaxation de la contrainte est rationalisée dans un modèle. Nous écrivons que la dynamique de relaxation de la mousse a lieu par relâchement des contraintes élastiques et visqueuses dans la mousse sans induire de frottement à l'interface. Cette idée est justifiée par l'observation de la surface des mousses pendant la relaxation. Le front de bulles ne se déplace que d'une fraction de micromètres sur les surfaces, rugueuses ou lisses.

Après la fin de la relaxation de la force, les lames sont extraites des mousses à des vitesses imposées constantes. L'extraction des lames, dont l'état initial est la fin de la relaxation, est discutée dans le chapitre suivant.

Chapitre 5

Extraction et dépôt de mousse

Après la fin de la relaxation de la mousse, les lames rugueuses sont retirées de la mousse à vitesse constante. Une première question soulevée par cette expérience concerne l'existence d'un dépôt de mousse. J'explore les différents paramètres qui conduisent à l'enduction, ou non, des plaques. Sur les mêmes expériences, j'analyse les données de force au cours de l'extraction en les reliant à la fois aux dépôts de mousse et aux données des régimes précédemment étudiés. Enfin, pour mieux comprendre ce qui fixe l'épaisseur des dépôts de mousse obtenus dans le régime d'ancrage des bulles, je quantifie le nombre d'événements plastiques à l'intérieur de la mousse au cours de l'extraction et en déduit une épaisseur de zone fluidifiée.

5.1 Données brutes de force et premières observations

5.1.1 Données brutes de force

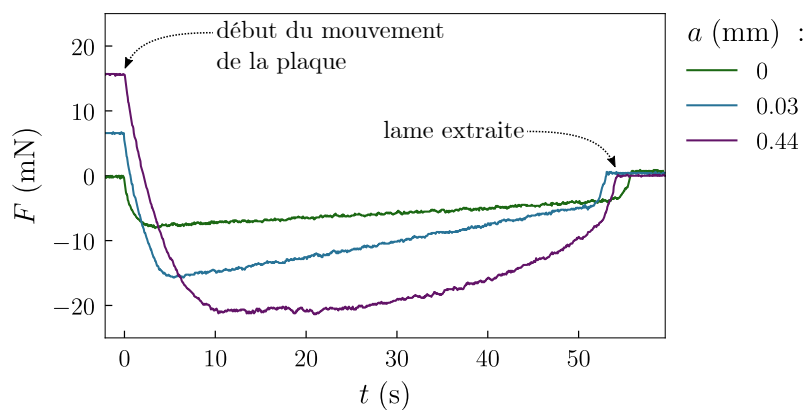


Figure 5.1 Données brutes de force pendant l'extraction des lames Force F en fonction du temps t . Les lames sont extraites à $V = 1$ mm/s de mousses de rayon de bulles $R = 0.7$ mm et de fraction liquide $\varphi_\ell = 0.7$ %. Les trois courbes correspondent aux trois régimes de glissement identifiés dans le chapitre 3. Les données de cette figure font directement suite à celles de la figure 4.1.

Les données issues du capteur de force sont présentées en fonction du temps écoulé depuis le début de l'expérience en figure 5.1. Les trois premières secondes de ces courbes correspondent à la fin du régime de relaxation et permettent d'identifier la force de départ pour le régime d'extraction des lames. Ensuite, la force décroît

fortement pour atteindre des valeurs négatives. Cela signifie que le capteur de force fonctionne en extension et donc que la force est dirigée vers l'intérieur du bac de mousse, s'opposant au mouvement d'extraction. Les lames de rugosité $a = 0$ mm et $a = 0.03$ mm, qui correspondent aux régimes de glissement et collé-glissé pour cette mousse, présentent un comportement de la force linéaire en fonction du temps. Cela signifie que la contrainte est constante dans ces deux cas. La force n'est pas linéaire pour la lame de rugosité $a = 0.44$ mm. Je reviendrai sur cette observation en section 5.3. À la fin du régime linéaire, qui correspond au moment où la lame est totalement sortie de la cuve de mousse, les courbes de force croissent abruptement pour atteindre un plateau de force nulle.

5.1.2 Expériences d'induction en géométrie verticale

Cette sous section présente des résultats préliminaires d'induction de mousse sur des lames en configuration verticale. Cette configuration présente le désavantage de conduire à de grandes incertitudes sur la fraction liquide de la mousse au contact des lames du fait de la variation de fraction liquide entre le haut et le bas des lames, voir section 1.2. Par contre, il est possible de construire des cuves très larges, ce qui permet de n'avoir que très peu de confinement autour des faces des lames.

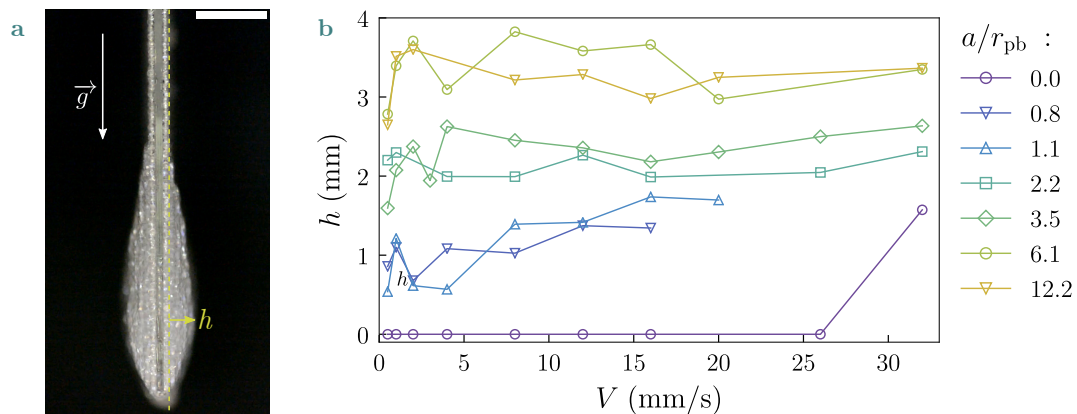


Figure 5.2 Dépôts de mousse Les lames sont extraites verticalement en dehors de mousses de rayon de bulles $R = 0.7$ mm. La fraction liquide φ_ℓ de la mousse vaut 0.06 % en haut des lames et 2 % en bas. **a** lame de rugosité $a = 0.44$ mm et de dimensions 5×5 cm à sa sortie du bac de mousse. La ligne jaune verticale en pointillés suit le côté de la lame. L'épaisseur maximale du dépôt de mousse est notée h . L'orientation de la gravité est rappelée en blanc. La barre d'échelle mesure 1 cm. **b** Épaisseur h du dépôt de mousse à la fin de l'extraction des lames en fonction de la vitesse V d'extraction. Les différentes couleurs et symboles représentent différents rapports a/r_{pb} .

Quand les lames sortent du bac de mousse, elles sont enduites de mousse ou non. La figure 5.2a présente la forme du dépôt sur une lame de 5 cm de long couverte de rugosités de rayon $a = 0.44$ mm extraite verticalement à $V = 12$ mm/s d'un bain de mousse. Le dépôt est de forme ovoïde et n'apparaît pas sur toute la longueur immergée dans la mousse. Son épaisseur maximale est notée h . L'épaisseur maximale de mousse est détectée à l'aide d'un script python qui binarise l'image. L'épaisseur mesurée est peu dépendante du seuil choisi car les images obtenues sont très contrastées.

L'évolution de l'épaisseur maximale du dépôt h en fonction de la vitesse d'extraction V est présentée en figure 5.2b pour différents rapports a/r_{pb} . Pour la lame

lisse, aucun dépôt de bulles n'est observé avant une vitesse de 32 mm/s. Ce régime d'entraînement à grande vitesse sur une surface lisse est certainement similaire à celui observé par Le Goff et Seiwert [117, 104] sur des fils de nylon sortant d'un réservoir de mousse. Ce parallèle est très intéressant et le travail préliminaire de Le Goff et Seiwert pose de nombreuses questions qui demandent l'attention de la communauté. Mais dans cette thèse, nous avons fait le choix de nous concentrer sur l'influence des rugosités de surface sur l'enduction. Pour ce faire, je fixe empiriquement après l'observation visuelle de l'allure des lames lisses à la sortie des cuves de mousse une vitesse maximale d'observation de l'enduction $V_{\max} = 12$ mm/s. En dessous de cette vitesse, je n'observe jamais d'entraînement de bulles sur des lames lisses. Cette vitesse correspond à $Bi \simeq 1$.

Dans la suite de ce chapitre, les données de force présentées correspondent à des expériences dans les deux configurations horizontales pour limiter les incertitudes sur la fraction liquide, pour des vitesses variant de 0.5 à 20 mm/s. Les visualisations sont réalisées dans la configuration horizontale 2 pour des vitesses toujours inférieures à 10 mm/s.

5.2 Extraction de lames lisses

5.2.1 Visualisation des lames lisses au cours de l'extraction

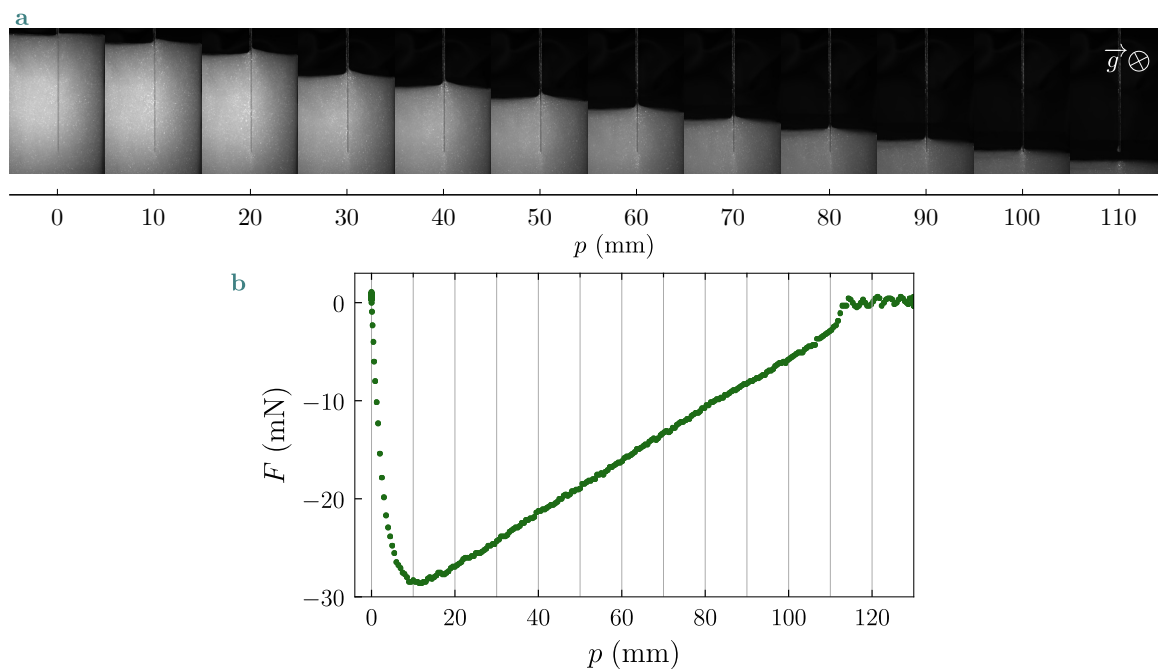


Figure 5.3 Visualisation de la lame au cours de l'extraction Visualisation et force synchronisées lors de l'extraction d'une lame aux deux faces lisses hors d'une mousse de fraction liquide 0.03 % et de rayon de bulles $R = 0.7$ mm. La vitesse d'extraction imposée est $V = 10$ mm/s. L'expérience est dans la configuration *horizontale 2*. **a** Photographies de la tranche d'une lame lisse au cours de son déplacement p . La lame est au milieu de chaque photographie. La mousse est éclairée *via* l'arrière de la caméra (Basler acA3088-57um munie d'un objectif de 25 mm Fujifilm) et apparaît en blanc. L'orientation de la gravité est précisée à gauche de la barre d'échelle, qui mesure 5 cm. **b** Force F en fonction de la position de la lame p au cours de l'extraction. Chaque image correspond à une des lignes verticales grises.

La figure 5.3 présente des photographies d'une lame lisse sortant d'un bain de mousse synchronisées avec des mesures de force. L'expérience est dans la configuration *horizontale 2* et la lame est introduite de 11 cm à l'intérieur de la mousse. Il n'y a pas de dépôt sur la lame à la fin de l'extraction malgré la vitesse de 10 mm/s. L'allure de l'interface mousse/air semble constante au cours de l'extraction.

5.2.2 Interface mousse/air au cours de l'extraction des lames lisses

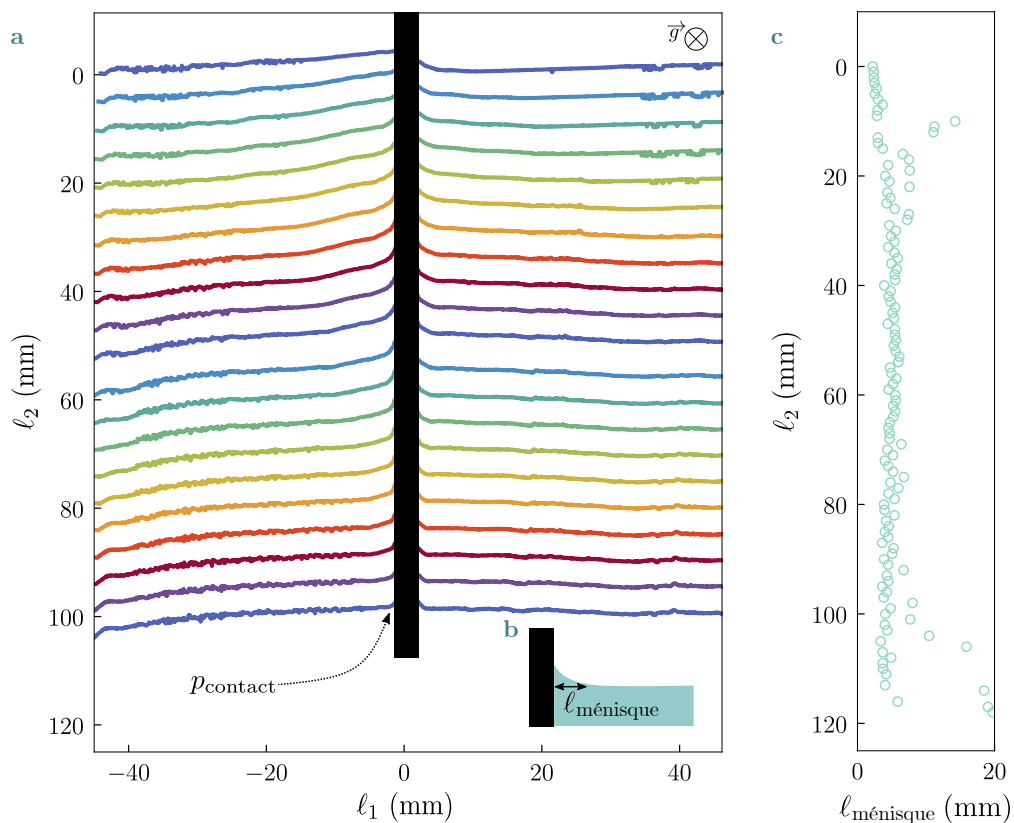


Figure 5.4 Évolution temporelle de l'interface mousse/air L'expérience représentée est la même que celle de la figure 5.3. **a** L'allure de l'interface mousse/air est représentée pour différents temps. L'orientation de la figure est la même que sur la figure 5.3a, avec la mousse en bas de chaque interface représentée. La direction parallèle à la lame est appelée l_2 et son origine est choisie à la position du bord de la cuve au début de l'extraction. La direction perpendiculaire à la lame l_1 a pour origine le centre de la lame. Chacune des courbes correspond à un temps différent séparé du précédent par 0.55 s. La lame est représentée en noir. L'orientation de la gravité est rappelée dans le coin supérieur droit de la figure. **b** Schéma de la ligne triple entre la mousse, l'air et la surface. La longueur caractéristique de décroissance de l'interface est déduite à partir de l'ajustement de la forme de l'interface par une fonction exponentielle décroissante. **c** Longueur caractéristique du ménisque $l_{\text{ménisque}}$. L'axe des ordonnées est le même que dans la figure **a**.

Lors de l'extraction des lames lisses des mousses, un petit ménisque orienté vers l'extérieur de la cuve se forme. La position de l'interface mousse/air est détectée automatiquement par un code écrit en python qui applique un seuil aux photographies prises au cours de l'expérience. Les photographies sont assez contrastées pour que l'interface détectée ne soit pas dépendante de la méthode de seuillage choisie, voir figure 5.3a. La figure 5.4a permet de visualiser l'interface mousse/air au cours de

l'extraction. Chaque courbe est séparée de la précédente par une durée de 0.55 s, ce qui correspond à un déplacement de 5.5 mm. La longueur caractéristique de la décroissance du ménisque $\ell_{\text{ménisque}}$ est quantifiée en ajustant les interfaces mousse/air à l'aide d'une fonction exponentielle décroissante, voir figure 5.4b et c. Elle vaut en moyenne 5 ± 2 mm et ne dépend ni des vitesses d'extraction ni de la fraction liquide des mousses pour toutes les lames lisses.

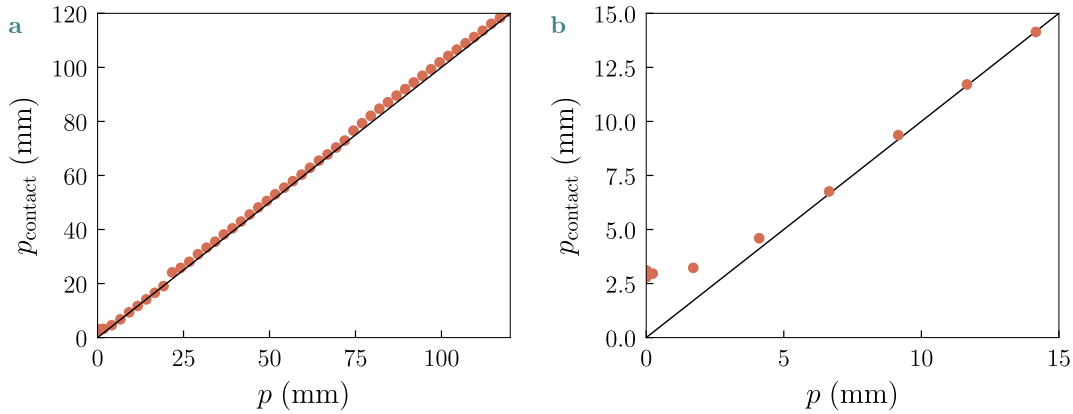


Figure 5.5 Position du contact entre la lame et la mousse en fonction de la position de la lame L'expérience est la même que celle représentée sur la figure 5.3. La ligne noire représente l'équation $p_{\text{contact}} = p$. **a** Sur l'ensemble de l'extraction de la lame lisse, la position du contact entre la mousse et la lame p_{contact} et la position de la lame p sont identiques. Cela signifie que la mousse glisse à la même vitesse que la vitesse de la lame, $v_{\text{mousse/lame}} = V$. **b** Cette figure représente les mêmes données que celle de gauche, mais pour les 15 premiers millimètres de l'extraction. Un écart entre la position de la mousse et la position de la lame est visible.

La position du point de contact entre la mousse et la lame, p_{contact} est représentée en fonction de la position de la lame p sur la figure 5.5. Il y apparaît que pendant environ 5 mm au début de l'extraction, le ménisque de mousse se déplace plus lentement que la lame. Ainsi, la vitesse entre la mousse et la lame, notée $v_{\text{mousse/lame}}$, est différente de la vitesse de consigne imposée à la lame V . Cette observation sera utile lors de l'interprétation des forces au début de l'extraction des lames lisses dans la section 5.2.4.

Dans la suite, j'interprète les données issues du capteur de force pour l'extraction des lames lisses, en discutant d'abord la région dans laquelle la force est linéaire en fonction de la position.

5.2.3 Contraintes dans le régime linéaire de force

Lors de l'extraction des lames lisses, la force présente trois régions selon la position de la lame, qui sont délimitées par les lignes verticales violettes sur la figure 5.6. Au cours de la première partie de la courbe, la force décroît fortement en fonction de la position. Cette région est appelée régime de transition dans la suite de ce manuscrit. Pendant la seconde partie, la force croît proportionnellement à la position. Enfin, lors de la troisième partie, la lame se détache du bac de mousse et la force retrouve une valeur nulle.

Pendant la partie linéaire de l'extraction il est possible de définir la contrainte τ_e comme

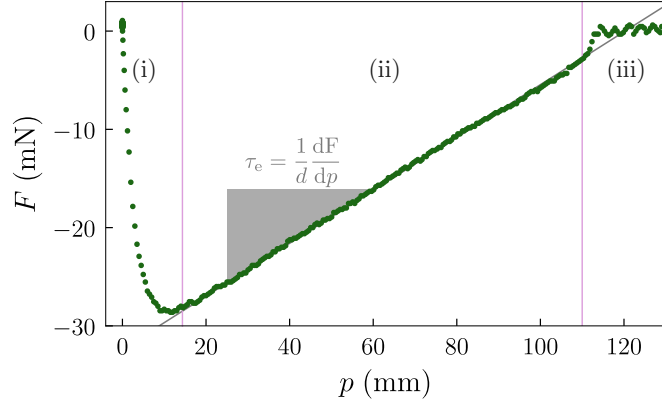


Figure 5.6 Définition de la contrainte pendant l'extraction τ_e Allure typique de l'évolution de la force F en fonction de la position p des lames lisses depuis le début de l'extraction. Les données sont les mêmes que la lame lisse de la figure 5.3. Les deux lignes verticales violettes délimitent la partie linéaire de la courbe, qui permet de définir τ_e , la contrainte pendant la partie linéaire de l'extraction de la lame. La ligne grise est un ajustement linéaire des données comprises entre les deux lignes violettes verticales. Cette courbe est séparée en trois régions. La région (i) est appelée régime transitoire dans la suite de ce rapport. La région (ii) est appelée régime de force linéaire et la région (iii) correspond au détachement entre la lame et la mousse. Son allure change si un dépôt de mousse est émis.

$$\tau_e = \frac{1}{d} \frac{dF}{dp}, \quad (5.1)$$

où d est la largeur de la lame, voir figure 5.6.

Les lames lisses correspondent au régime de glissement dans les chapitres précédents. Nous avons remarqué que les contraintes dans le régime de glissement étaient correctement décrites par l'équation 1.12 rappelée ici

$$\tau_{\text{glissement}} = 3.8 \frac{\gamma}{R} \varphi_\ell^{-0.25} \text{Ca}^{2/3}. \quad (1.12)$$

Lors de la partie linéaire de l'extraction, la contrainte τ_e est représentée sur la figure 5.7 en fonction de l'équation 1.12 pour l'ensemble des expériences réalisées avec des lames lisses. La ligne noire sur cette figure correspond à $\tau_e = \tau_{\text{glissement}}$. Il y apparaît que les données sont systématiquement légèrement surestimées par l'équation 1.12. L'écart de contrainte entre la prédiction $\tau_{\text{glissement}}$ et la valeur mesurée τ_T vaut en moyenne 0.3 ± 0.2 Pa. Ce comportement n'était pas présent pour les lames lisses lors de l'introduction des lames, voir figure 3.4. Nous n'avons pas pour l'instant d'explication à cet écart, qui est indépendant de la fraction liquide, du rayon des bulles, de la géométrie des lames extraites de la mousse, de la configuration de l'expérience et de la vitesse d'extraction des lames.

En prenant parti de négliger la différence entre la prédiction $\tau_{\text{glissement}}$ et la contrainte mesurée τ_T , j'appliquerai le protocole décrit en section 3.2.3 pour soustraire la contribution des faces lisses pour l'analyse des contraintes exercées lors de l'extraction des lames bigarrées dans la suite de ce chapitre.

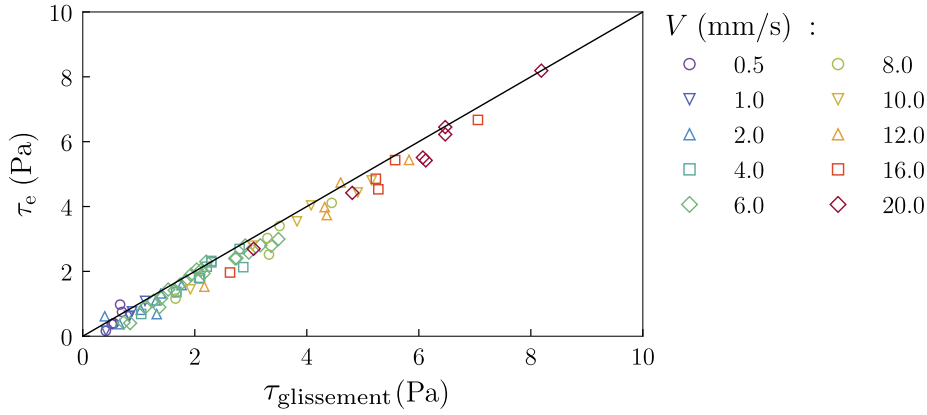


Figure 5.7 Contrainte dans la partie linéaire du régime d'extraction τ_c La contrainte est représentée en fonction de $\tau_{\text{glissement}}$. Les rayons des bulles R varient entre 0.7 et 1.85 mm et les fractions liquides φ_ℓ entre 0.02 % et 8 %. La largeur des lames varie entre 2.5 et 5 cm et leur longueur varie entre 5 et 12 cm. Les trois différentes configurations d'expériences sont représentées. Les différents symboles et couleurs représentent les vitesses d'extraction des lames. La ligne noire correspond à la fonction $\tau_c = \tau_{\text{glissement}}$.

5.2.4 Régime de décroissance au début de l'extraction des lames lisses

Au début de l'extraction des lames, la force décroît fortement jusqu'à un minimum, puis recommence à croître linéairement avec la position, voir figure 5.6. Comme la fin du régime transitoire paraît se produire pour une position autour de 10 mm sur la figure 5.6, je choisis de représenter les données pour les 20 premiers millimètres de l'extraction sur la figure 5.8. Sur cette figure, les points situés directement sur l'origine des positions correspondent aux deux dernières secondes de la relaxation des contraintes.

Pour déduire la contrainte lors du régime de décroissance de la force, il est nécessaire de connaître l'aire de contact entre la lame et la mousse. L'aire initiale correspond à l'aire à la fin de la relaxation, notée $A_{\text{mousse/surface}}$. Nous l'avons évaluée en section 4.3.1. Puis l'aire de contact diminue au cours de l'extraction jusqu'à s'annuler quand la mousse se détache de la lame. La déformation du ménisque de mousse est faible au cours de l'extraction des lames lisses, voir figures 5.3a et 5.4a. Ainsi, l'aire de contact au cours de l'extraction vaut $A_{\text{mousse/surface}} - 2p(t)d$ avec d la largeur de la lame. La contrainte est obtenue à l'aide de l'équation

$$\tau(t) = \frac{F(t)}{A_{\text{mousse/surface}} - 2p(t)d}. \quad (5.2)$$

La figure 5.8b représente la contrainte τ en fonction de la position p calculée à l'aide de l'équation 5.2 appliquée aux données de la figure 5.8a. Les premiers points de la contrainte au début de l'extraction des lames lisses ne sont pas nuls mais correspondent aux contraintes à la fin du régime de relaxation τ_r discutées en section 4.3.2. Sur la figure 5.8b, la ligne noire horizontale inférieure correspond à la contrainte $\tau_{\text{glissement}}$ prédite par l'équation 1.12 pour les paramètres de cette expérience. Il apparaît que la contrainte calculée à l'aide de l'équation 5.2 n'atteint pas exactement la valeur $\tau_{\text{glissement}}$. L'écart observé vaut environ 0.3 Pa et est le même que celui de la figure 5.7. Ainsi, le début de l'extraction des lames lisses est un régime transitoire au cours duquel la contrainte passe de la valeur proche de zéro obtenue à la fin de

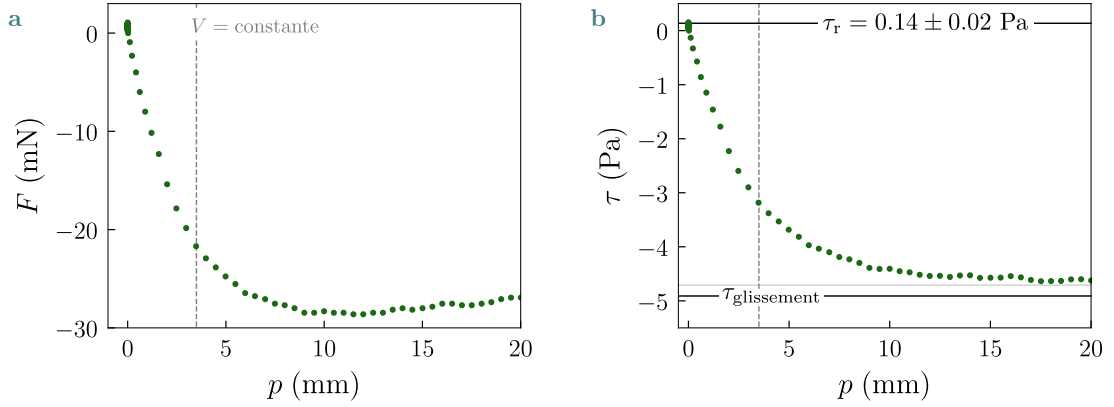


Figure 5.8 Régime de transition au début de l'extraction Les données sont les mêmes que dans la figure 5.3 : la mousse a un rayon de bulles $R = 0.7$ mm, une fraction liquide $\varphi_\ell = 0.03$ % et la vitesse imposée à la lame est $V = 10$ mm/s. **a** Force F en fonction de la position de la lame p . L'origine des positions correspond à la position de la lame arrêtée avant l'extraction. La ligne grise en pointillés verticale correspond à la position après 0.35 s d'accélération de la platine. Après cette position, la vitesse de déplacement de la platine est constante. **b** Contrainte τ en fonction de la position. La contrainte initiale, marquée par la ligne horizontale noire supérieure correspond à la contrainte de la fin de l'extraction τ_r . La ligne horizontale noire inférieure correspond à la contrainte de glissement telle que donnée par l'équation 1.12. La ligne horizontale grise correspond à $-\tau_{\text{glissement}} + 0.3$ Pa.

la relaxation $\tau(0) = \tau_r$ pour ensuite atteindre un régime de contrainte inférieure à $\tau_{\text{glissement}}$.

Jusqu'ici, nous sommes capables d'expliquer l'amplitude du régime transitoire, mais l'allure des données est plus difficile à interpréter. Il apparaissait sur la figure 5.5 que la position du contact entre le ménisque de mousse et la lame p_{contact} n'évolue pas aussi rapidement que la position de la lame p . La vitesse réelle de la mousse sur la lame est obtenue à l'aide des visualisations en dérivant temporellement la position du contact entre le ménisque de mousse et la lame

$$v_{\text{mousse/lame}} = \frac{dp_{\text{contact}}}{dt}. \quad (5.3)$$

Au début de l'extraction, la platine de translation passe d'une vitesse nulle $V(t=0) = 0$ à la vitesse consigne imposée à la lame V . La fin de la phase d'accélération entre ces deux valeurs est notée pour chacune des vitesses consignées par les lignes verticales en pointillés sur la figure 5.9a. Sur cette même figure, je représente le rapport entre $v_{\text{mousse/lame}}$, déduite des visualisations à l'aide de l'équation 5.3 et V la vitesse consigne imposée à la platine de translation en fonction de la position de la lame p . Il apparaît que pendant la phase d'accélération de la platine, la vitesse entre la mousse et la lame augmente aussi en passant de 0 à V , mais en un temps plus grand que le temps d'accélération de la platine. En comparant les figures 5.9a et b, il apparaît que la fin de l'accélération de $v_{\text{mousse/lame}}$ semble se produire quasiment en même temps que la fin du régime transitoire pour chacune des vitesses, mais le manque de fréquence d'échantillonnage des données issues de la visualisation m'empêche de trancher formellement. Je ne dispose pas de visualisations d'extraction de lames lisses ayant une fréquence d'acquisition plus importante – ici elle est de 20 images par seconde. Cela rend la suite de l'exploration de l'évolution de $v_{\text{mousse/lame}}$ peu exploitable pour l'instant.

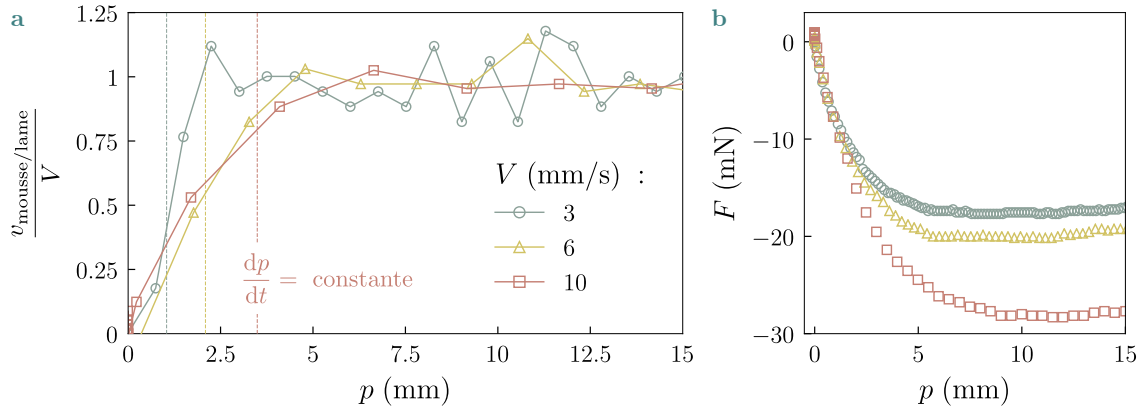


Figure 5.9 Vitesse de glissement entre la mousse et la lame $v_{\text{mousse/lame}}$ sur des lames lisses Les différents symboles et couleurs correspondent à différentes vitesses imposées V . La mousse a une fraction liquide $\varphi_\ell = 0.03 \%$ et un rayon de bulles $R = 0.7 \text{ mm}$. **a** Représentation du rapport entre la vitesse $v_{\text{mousse/lame}}$ obtenue à l'aide des visualisations et la vitesse consigne imposée à la platine V en fonction de la position de la lame depuis le début de l'extraction p . La position à partir de laquelle l'accélération de la platine est terminée est notée pour chaque vitesse consigne par les lignes verticales en pointillés. **b** Force F en fonction de la position p pour les mêmes expériences que la partie de gauche, pour comparaison.

Ainsi, les régimes transitoires pendant la relaxation des contraintes, voir chapitre 4 et le début de l'extraction sont très semblables. Lors de la relaxation des contraintes, les contraintes varient entre $\tau_{\text{glissement}}$ et τ_r alors que la transition au début de l'extraction a lieu entre τ_r et environ $\tau_{\text{glissement}}$. Pourtant, la différence cruciale entre ces deux régimes réside dans la vitesse relative entre la mousse et la lame.

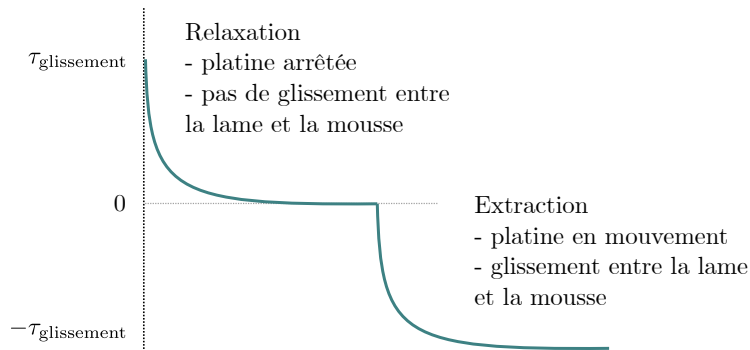


Figure 5.10 Comparaison entre les régimes transitoires lors de la relaxation des contraintes et lors de l'extraction Pendant la relaxation, la contrainte varie entre $\tau_{\text{glissement}}$ et τ_r . La platine est arrêtée et le ménisque ne se déplace pas sur la lame. Pendant l'extraction, la contrainte varie entre τ_r et $\tau_{\text{glissement}}$. La mousse est toujours en mouvement par rapport à la lame. Au début de la relaxation, la vitesse entre la mousse et la lame est plus faible que la vitesse imposée à la lame. Pendant le régime linéaire de force, la vitesse relative entre la mousse et la lame est constante et égale à la vitesse imposée.

Nous avons vu dans la section 4.3.1 que lors de la relaxation le point de contact entre la surface de mousse et la lame ne se déplace pas de manière significative. Les observations de la figure 5.9 nous permettent de montrer que c'est très différent lors de l'extraction des lames. Ces observations sont schématiquement représentées sur la figure 5.10.

Au cours de la relaxation, la rapide modélisation formulée en section 4.4 ne prenait pas en compte le déplacement de la mousse sur la paroi, car il était négligeable. Ici, ce n'est plus une approximation raisonnable : lors de l'extraction les dissipations ont lieu à la fois dans le volume de mousse par visco-élasticité et à l'interface mousse/solide par viscosité. Lors du glissement sur des surfaces lisses, les contraintes sont proportionnelles à $\text{Ca}^{2/3} \propto v_{\text{mousse/lame}}^{2/3}$, voir équation 1.12, cela signifie que la contrainte due au frottement $\tau_{\text{glissement}}$ varie lorsque la vitesse entre la lame et la mousse $v_{\text{mousse/lame}}$ varie. Il serait intéressant pour la suite de l'étude de ce régime d'instauration du glissement de la mousse de regarder plus en détail l'évolution temporelle de $v_{\text{mousse/lame}}$ en fonction des différentes vitesses imposées aux lames V .

5.2.5 Dépôt de mousse sur des lames lisses

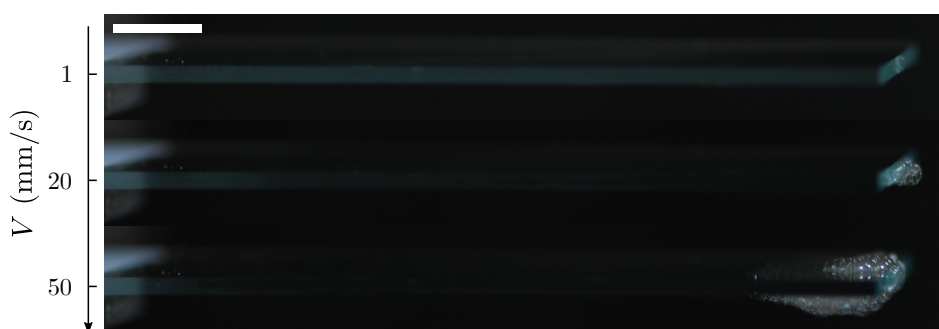


Figure 5.11 Allure de lames lisses à leur sortie des cuves Photographies (Nikon D60, objectif de 105 mm) de lames lisses à leur sortie d'une mousse de fraction liquide $\varphi_\ell = 0.4\%$ et de rayon de bulles $R = 0.7$ mm. Sur la lame extraite de la mousse à 1 mm/s, seule une bulle est accrochée à l'extrémité de la lame. Pour des mousses aussi humides, le dépôt de mousse n'apparaît que pour de très grandes vitesses. Ici, la lame extraite de la mousse à 50 mm/s est couverte de deux couches de bulles sur les quelques millimètres de son extrémité. La barre d'échelle mesure 5 mm.

Selon la vitesse d'extraction et la fraction liquide des mousses, les lames lisses peuvent sortir des bacs de mousse avec quelques bulles accrochées à leur extrémité, voir figures 5.2 et 5.11. Ce comportement est corrélé à l'allure des courbes de force à la fin de l'extraction, qui est très différente entre les plus faibles et les plus grandes vitesses, voir figure 5.12. Pour les vitesses les plus faibles et les cas où il n'y a pas de dépôt de mousse, la fin du régime linéaire est marquée par une rapide augmentation de la force jusqu'à atteindre une force nulle. Sur cette figure, pour des vitesses supérieures à 10 mm/s, le dépôt de mousse apparaît et le régime linéaire de force rejoint directement le régime de force constante nulle sans passer par la forte augmentation observée sur les plus faibles vitesses. La corrélation entre l'allure des courbes de force et l'apparition de dépôts de mousse n'est pas encore totalement expliquée, mais le brusque changement de pente des courbes de force est directement lié à l'apparition du pont capillaire de mousse qui apparaît quand il n'y a pas de dépôt et qui est schématisé sur la figure 5.12b. Une explication que nous avançons pour l'instant serait que ce changement de pente soit une signature de l'élasticité élongationnelle de la mousse.

En terme de contraintes, une explication préliminaire à l'apparition de dépôts sur des surfaces lisses pourrait être que le dépôt commence à apparaître dès que la contrainte à la paroi est comparable à la contrainte seuil de la mousse $\tau_{\text{glissement}} \simeq$

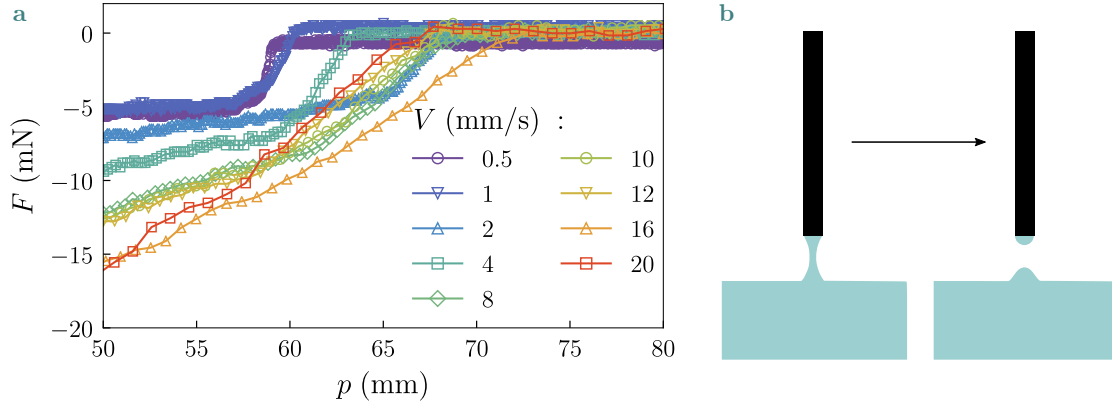


Figure 5.12 Influence de la vitesse sur l’allure des courbes de force à la fin de l’extraction de lames lisses

a Force F en fonction de la position de la lame p pour différentes vitesses d’extraction imposées V . Les données sont centrées sur la fin de l’extraction des lames. La mousse a un rayon de bulles $R = 0.7$ mm et une fraction liquide $\varphi_\ell = 0.03$ %. **b** À la sortie des lames, il peut y avoir un dépôt de mousse sur les faces des lames, comme c’est le cas sur la dernière photographie de la figure 5.11. Quand il n’y en a pas, comme c’est le cas sur la première photographie de la figure 5.11, alors quelques bulles restent accrochées sur la tranche à l’extrémité de la lame après que le pont capillaire de mousse soit rompu. C’est ce phénomène qui est schématisé ici. La lame est représentée en noir et la mousse en vert. Quand il n’y a pas de dépôt de mousse, un pont capillaire se forme entre l’extrémité de la lame, en noir et la mousse, en vert.

τ_{seuil} . Au delà de cette limite, les contraintes dues à la dissipation entre bulles sont équivalentes aux contraintes dues au glissement des bulles sur la surface lisse. En terme de vitesse limite pour une fraction liquide donnée, cela revient à écrire la relation suivante déduite à partir de l’équation 1.12

$$V_{\text{dépôt}} = \frac{\gamma}{\eta} \left(\frac{\tau_{\text{seuil}} R}{3.8 \gamma} \varphi_\ell^{0.25} \right)^{3/2}. \quad (5.4)$$

L’équation 5.4 est tracée sur la figure 5.13 pour une mousse de rayon de bulles $R = 0.7$ mm. Je choisis d’adopter la valeur de contrainte seuil de la mousse déduite dans le chapitre 4 par la méthode de relaxation $\tau_{\text{seuil}} = 5.3$ Pa. Sur cette figure, les fractions liquides $\varphi_\ell = 0.03$ et 0.4 % correspondant aux expériences des figures 5.12 et 5.13 sont mises en avant. Pour ces deux expériences, la vitesse d’apparition du dépôt observée est cohérente avec l’estimation fournie par l’équation 5.4. Cette observation nécessiterait plus de données, mais est une bonne piste pour fournir des éléments de réponse pour clarifier les expériences de Le Goff et Seiwert [117, 104] qui observaient aussi des dépôts de mousse sur des surfaces lisses à grande vitesse.

En conclusion, lors de l’extraction de lames lisses, nous avons vu que le début du régime d’extraction correspond au passage de la contrainte entre la contrainte à la fin de la relaxation τ_r et une contrainte systématiquement 0.3 Pa inférieure à $\tau_{\text{glissement}}$. Cette transition a lieu pendant que la vitesse relative entre la mousse et la lame passe de 0 à la vitesse consigne imposée à la lame. Les mécanismes en jeu ont lieu à la fois dans le volume de la mousse, par visco-élasticité et par frottement à l’interface entre la lame et la mousse. Dans la suite, il serait intéressant de modéliser la mise en place du glissement avec un modèle inspiré de celui de Grzelka *et al.* [129]. Enfin, les dépôts de mousse sur les surfaces lisses apparaissent pour les grandes vitesses d’extraction des lames et pour les plus faibles fractions liquides explorées. C’est correctement

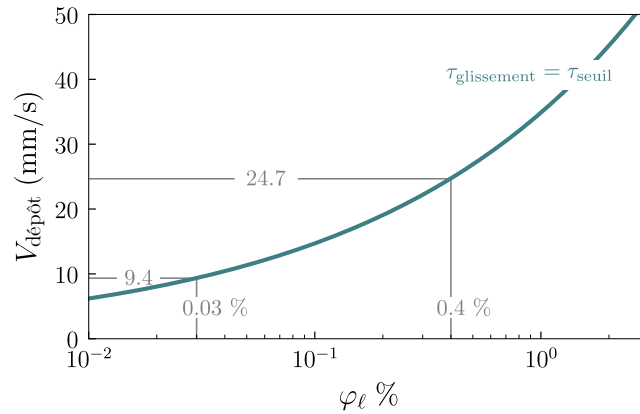


Figure 5.13 Vitesse d'apparition de dépôt $V_{\text{dépôt}}$ sur des lames lisses Représentation de l'équation 5.4 en fonction de la fraction liquide φ_l . Le rayon des bulles est pris égal à $R = 0.7$ mm et la contrainte seuil de la mousse vaut $\tau_{\text{seuil}} = 5.3$ Pa. Les fractions liquides mises en avant correspondent aux expériences présentées sur les figures 5.11 et 5.12.

expliqué si on affirme que les dépôts apparaissent dès que la contrainte seuil de la mousse est comparable aux contraintes de glissement sur les surfaces lisses.

Dans la section suivante, je présente l'extraction de lames dans le régime d'ancrage des mousses, correspondant à $\tilde{a} > 1$.

5.3 Extraction de lames dans le régime d'ancrage

5.3.1 Visualisation des lames au cours de l'extraction

La figure 5.14 présente des photographies d'une lame dont la face de gauche a une rugosité $a = 0.44$ mm et la face de droite est lisse à sa sortie du bain de mousse. L'expérience est dans la configuration *horizontale 2* et la lame est introduite de 11 cm à l'intérieur de la mousse. Un dépôt de mousse se forme sur la face rugueuse de la lame. L'interface mousse/air est perturbée sur une distance plus grande que l'épaisseur du dépôt.

Dans le régime d'ancrage, les bulles ne glissent pas sur les surfaces rugueuses. Dans ces conditions, il y a toujours un dépôt de mousse sur les lames à leur sortie des cuves. La figure 5.15 présente l'allure de la lame après l'expérience présentée en figure 5.14. Au début de l'extraction, l'épaisseur croît jusqu'à une région d'épaisseur constante h , puis diminue à nouveau à l'approche de l'extrémité de la lame. La longueur du dépôt sur la lame est toujours la même et n'est pas affectée par la vitesse comme c'est le cas dans les régimes de glissement et de collé-glissé. Ces trois régions sont identifiables sur chaque dépôt dans le régime d'ancrage dès que les lames mesurent plus de 7 cm. L'importance de la longueur des lames lors de l'extraction sera discutée dans la section suivante.

Les figures et 5.14 et 5.15 correspondent à la même expérience et l'abscisse des deux figures représente la position depuis le début de l'extraction dans les deux cas. Il est ainsi possible de comparer l'allure du dépôt au comportement de la force au moment où il est émis. La distance entre l'origine des positions et le début du dépôt, qui est légèrement inférieure à 10 mm, correspond à la longueur du ménisque de mousse, voir figure 4.6. Pendant ces premiers millimètres du déplacement de la lame, la mousse est uniquement déformée élastiquement jusqu'à ce que l'interface

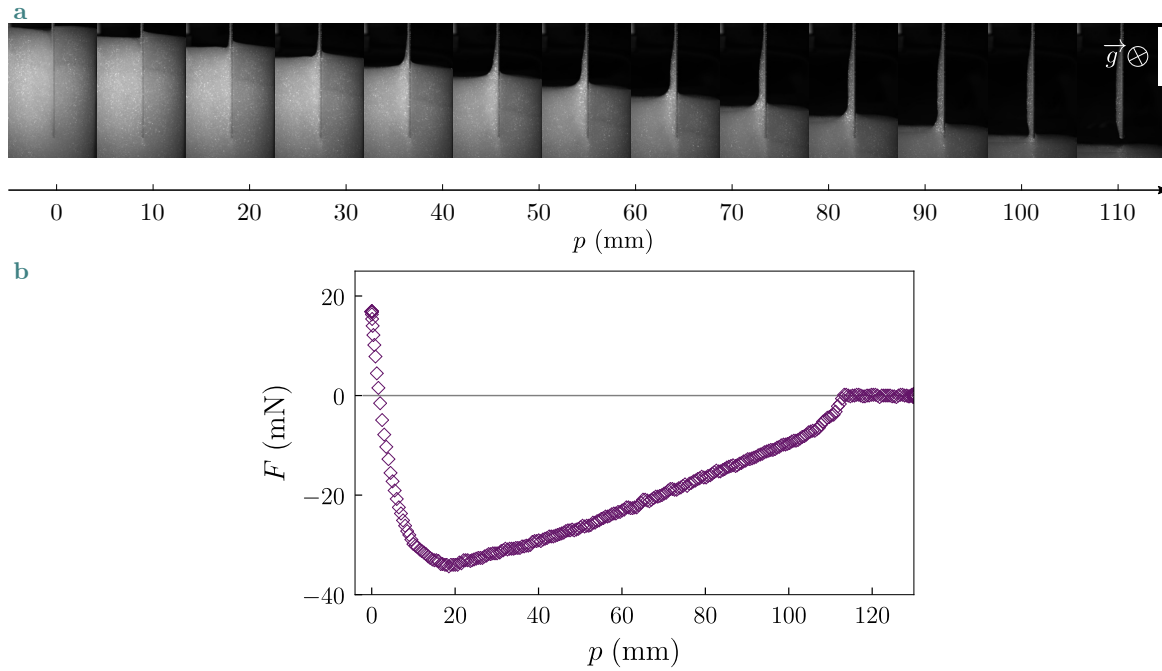


Figure 5.14 Visualisation des lames au cours de l'extraction dans le régime d'ancrage Visualisations et mesure de force synchronisées lors de l'extraction d'une lame dont la face de gauche a une rugosité $a = 0.44$ mm. La mousse a une fraction liquide $\varphi_\ell = 0.03$ % et un rayon de bulles $R = 0.7$ mm. Cette lame est dans le régime d'ancrage. L'expérience est dans la configuration *horizontale 2*. L'orientation de la gravité est rappelée en haut à droite de la figure. La vitesse imposée à la lame est $V = 10$ mm/s. **a** Photographies de la tranche de la lame au cours de l'extraction. Un dépôt se forme sur la face rugueuse de la lame. La barre d'échelle mesure 5 cm. **b** Force F en fonction de la position de la lame p .

mousse/air soit plate, voir seconde photographie de la figure 5.14a. Ensuite, l'épaisseur déposée augmente entre 0 et h . Quand h est atteint – pour environ $p = 40$ mm – un régime d'épaisseur constante s'instaure. Cela arrive bien après l'inflexion de la courbe de force observée sur la figure 5.14b. Après le régime d'épaisseur d'enduction constante, l'épaisseur commence à nouveau à diminuer environ 20 mm avant que l'extrémité de la lame soit atteinte.

5.3.2 Influence de la longueur des lames

Dans le régime d'ancrage, il est difficile de délimiter un régime stationnaire sur les courbes de force lors de l'extraction des lames car cette région n'est plus linéaire, voir courbe violette sur la figure 5.1. Ce phénomène est surprenant, cela signifie qu'il y a des processus plus lents que lors de l'introduction des lames pour lesquelles aucune différence n'est visible entre les lames les plus longues et les plus courtes, voir annexe A. Cette limitation peut être contournée en utilisant des lames plus longues que celle utilisée pour la figure 5.1, qui mesurait 5.5 cm. Sur la figure 5.16, deux lames d'aire similaires sont plongées horizontalement dans des mousses de caractéristiques proches. Cette figure est à but d'illustration uniquement car la comparaison des forces est rendue difficile par la différence de fraction liquide. Du point de vue de la forme du dépôt de mousse, sur les lames plus courtes que 7 cm, les dépôts ont une forme ovoïde comme celui de la figure 5.2a. Pour des lames plus longues, les dépôts adoptent la forme décrite en figure 5.15.

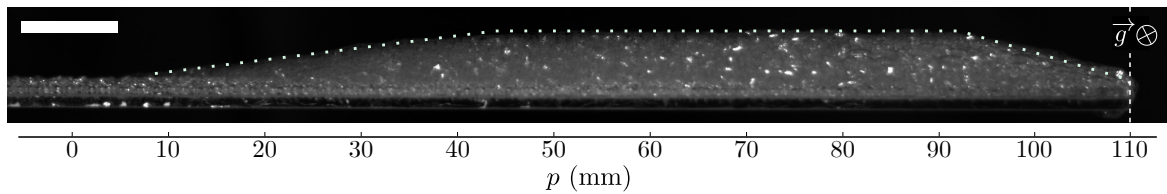


Figure 5.15 **Forme du dépôt de mousse** Dernière photographie de la figure 5.14a. La mousse a une fraction liquide $\varphi_\ell = 0.03 \%$ et un rayon de bulles $R = 0.7$ mm. Les rugosités de la lame ont un rayon de $a = 0.44$ mm. La ligne en pointillés souligne le profil du dépôt de mousse. La barre d'échelle mesure 1 cm. L'orientation de la gravité est rappelée dans le coin supérieur droit. L'origine des positions correspond à la longueur immergée de lame dans la cuve au début de l'extraction. La ligne blanche verticale en pointillés marque l'extrémité de la lame.

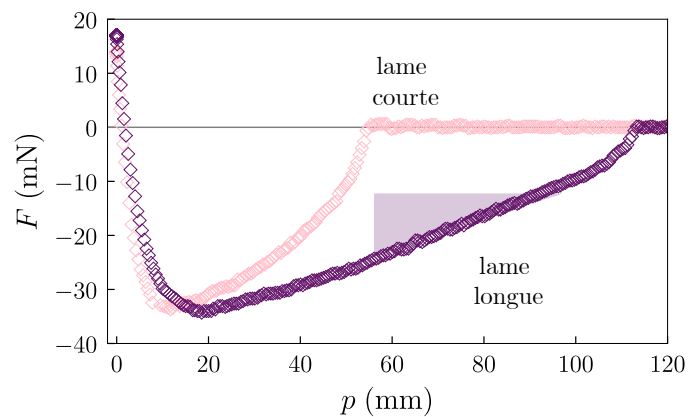


Figure 5.16 **Influence de la longueur des lames** Allure des courbes de force F en fonction de la position de la lame p depuis le début de l'extraction. La mousse a un rayon de bulles $R = 0.7$ mm. Pour les données en violet, la configuration de l'expérience est *horizontale 2*. La fraction liquide vaut $\varphi_\ell = 0.03 \%$ et la lame de largeur $d = 3$ cm est plongée de 11 cm dans la mousse. Pour les données en rose, la configuration de l'expérience est *horizontale 1*. La fraction liquide vaut $\varphi_\ell = 0.04 \%$, la largeur de la lame est de $d = 5$ cm et elle est plongée de 5.5 cm dans la mousse. Dans les deux cas, la vitesse d'extraction vaut $V = 10$ mm/s. Le triangle violet met en avant la région linéaire de la courbe.

Ainsi, dans la suite de l'étude de l'extraction dans le régime d'ancrage, je ne conserve que les données de lames introduites de plus de 7 cm dans la mousse. Cela réduit considérablement la quantité de données à disposition.

5.3.3 Interface mousse/air lors de l'extraction dans le régime d'ancrage

Pendant l'extraction dans le régime d'ancrage, l'interface mousse/air est détectée de la même manière que dans la section 5.2.2, en appliquant un seuil à la mousse puis en détectant la position du premier pixel blanc selon la direction ℓ_2 . Cette méthode de détection implique que les interfaces sont mal détectées dès que l'épaisseur du dépôt décroît, voir l'interface bleue en bas de la figure 5.17a.

Ainsi, la figure 5.17a permet de visualiser la forme de l'interface mousse/air au cours de l'extraction d'une lame de rugosité $a = 0.44$ mm à la vitesse $V = 10$ mm/s. Chaque interface est séparée de la précédente par une durée de 0.55 s, ce qui correspond à un déplacement de 5.5 mm. Sur la figure 5.17a, le dépôt apparaît en blanc

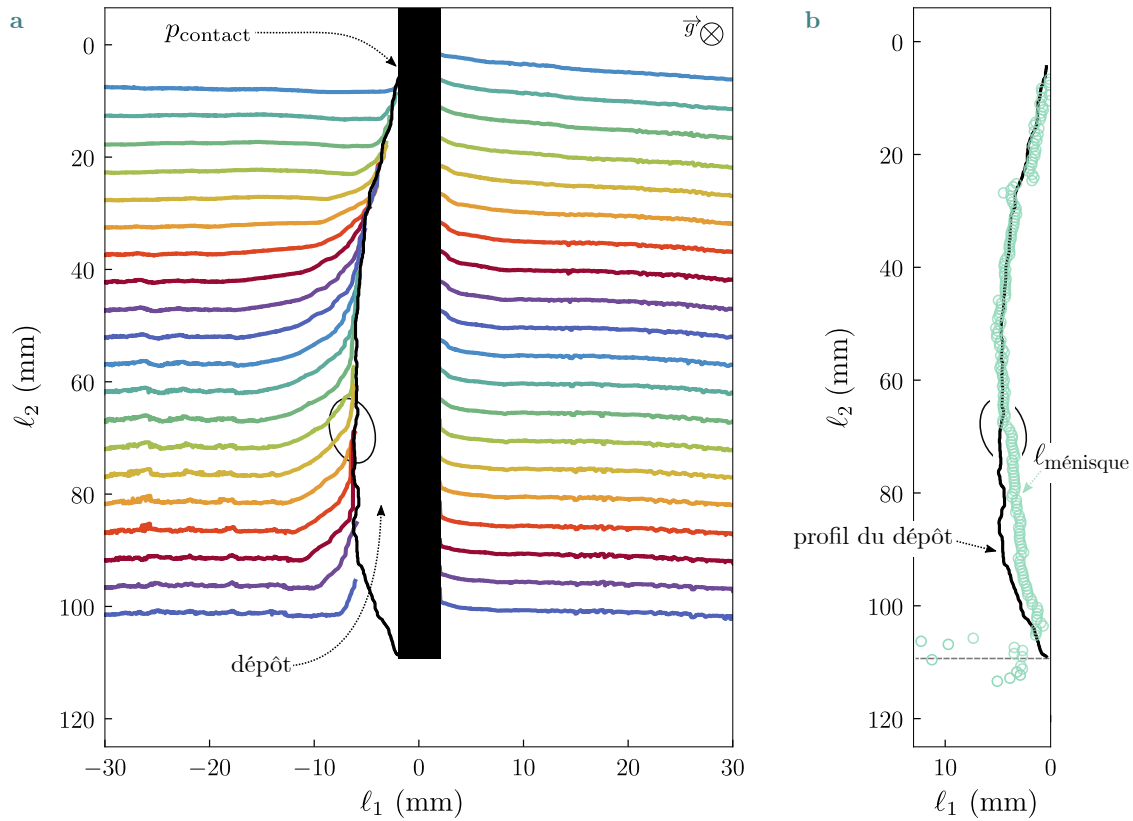


Figure 5.17 Évolution temporelle de l'interface mousse/air dans le régime d'ancrage

L'expérience représentée est la même que sur la figure 5.14. Le bac de mousse est en configuration *horizontale 2*. L'orientation de la gravité est rappelée dans le coin supérieur droit de la figure. La direction parallèle à la lame est appelée l_2 . Son origine correspond à la position au début de l'extraction. La direction l_1 est perpendiculaire à la lame et son origine est le centre de la lame. Le rayon des rugosités sur la face gauche de la lame vaut $a = 0.44$ mm. La face de droite est lisse. La mousse a une fraction liquide de $\varphi_\ell = 0.03$ % et un rayon de bulles $R = 0.7$ mm. La vitesse de l'extraction est $V = 10$ mm/s. **a** Chaque ligne de couleur représente l'interface entre l'air, en haut de la figure, et la mousse en bas de la figure. Deux interfaces consécutives sont séparées de 0.55 s. La lame et les rugosités sont représentées par le rectangle noir. La ligne noire correspond au profil final du dépôt de mousse. L'ellipse noire est ajoutée pour comparaison avec le décrochage sur la figure de droite. **b** Les points en vert représentent la longueur caractéristique de décroissance du ménisque de mousse au contact du dépôt $\ell_{\text{ménisque}}$. La ligne noire est la forme du dépôt sur la lame détectée sur la dernière photographie de l'extraction de la figure 5.14a. La ligne en pointillés gris marque l'extrémité de la lame. L'ellipse noire souligne le décrochage entre les valeurs de $\ell_{\text{ménisque}}$ et le profil du dépôt.

au long de la face de gauche de la lame, représentée en noir. Les caractéristiques observées sur la figure 5.15 se retrouvent ici. Le dépôt ne commence pas à se former immédiatement au début de l'extraction, mais seulement quelques millimètres après. Ensuite, l'épaisseur du dépôt croît jusqu'à atteindre une épaisseur constante et diminue à nouveau.

Lors de la formation du dépôt de mousse, l'interface mousse/air est déformée sur une distance $\ell_{\text{ménisque}}$ qui est quantifiée en ajustant les interfaces mousse/air par une fonction exponentielle décroissante. Je sélectionne seulement la partie de l'interface en dehors du dépôt. Les valeurs de $\ell_{\text{ménisque}}$ sont représentées par les points verts sur la figure 5.17b. La ligne noire sur cette figure correspond à la forme du dépôt, pour comparaison. Il apparaît qu'au début de la formation du dépôt, la longueur caractéristique du ménisque est exactement égale à l'épaisseur de mousse déposée. Ensuite, quand l'extrémité de la lame est à environ 40 mm du bord de la cuve, la longueur caractéristique du ménisque décroît plus vite que l'épaisseur déposée. La région dans laquelle ce décrochage a lieu est entourée par une ellipse noire sur la figure 5.17b. Ce décrochage est possiblement dû à des erreurs de détection de l'interface mousse/air dès que l'épaisseur du dépôt commence à décroître.

Dans la section suivante, je regarde l'épaisseur de mousse déposée dans la région d'épaisseur constante sur des lames longues dans le régime d'ancrage.

5.3.4 Épaisseur de mousse déposée

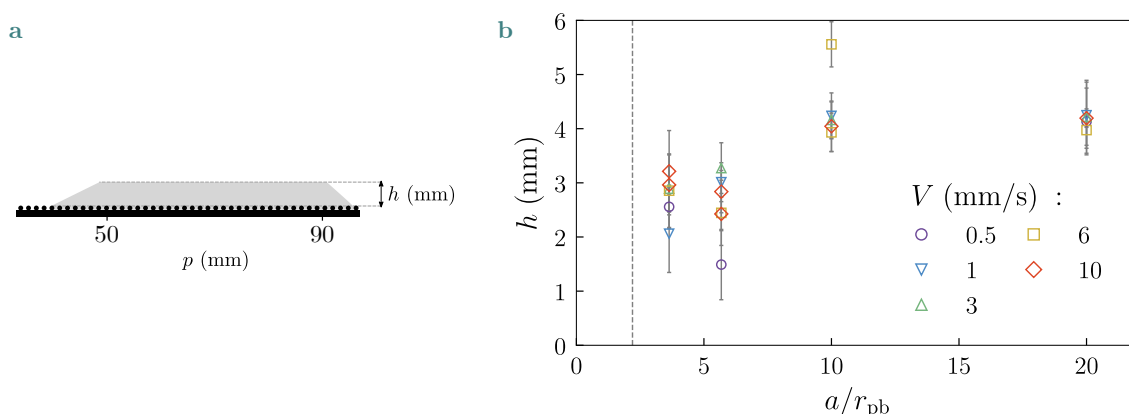


Figure 5.18 Épaisseur de mousse déposée h L'expérience est dans la configuration *horizontale 2*. Les lames sont plongées de 11 cm dans les mousses de rayon de bulles $R = 0.7$ mm et de fraction liquide $\varphi_\ell = 0.03$ %. **a** Schéma de la forme du dépôt de mousse. h est la moyenne de l'épaisseur de mousse déposée à partir du dessus des rugosités entre les positions 50 et 90 mm, qui correspondent au régime de dépôt d'épaisseur constante. **b** Épaisseur de mousse moyenne déposée h en fonction du rapport a/r_{pb} . Les différentes couleurs et symboles correspondent à différentes vitesses d'extraction imposées aux lames. La ligne verticale grise en pointillés correspond à la limite $\tilde{a} = 1$ qui marque le passage entre le régime de frottement par collé-glissé et le régime d'ancrage des bulles. Les barres d'erreur sont la déviation standard de l'épaisseur.

Sur la figure 5.18, je présente l'épaisseur de mousse déposée sur des lames introduites dans la configuration *horizontale 2*. Je choisis de définir l'épaisseur de mousse h comme la hauteur moyenne du dépôt dans la région d'épaisseur constante, comprise entre les positions $p = 50$ et 90 mm. La hauteur est calculée à partir du haut

des rugosités. Le nombre de Bingham sur cette figure varie pourtant entre 0.5 et 10. L'épaisseur de mousse n'est pas significativement corrélée à la vitesse d'extraction.

Dans l'expérience de Maillard *et al.* [106] qui se concentre sur l'épaisseur de Carbopol déposée sur une plaque à la sortie d'une cuve, un comportement similaire d'indépendance de l'épaisseur déposée en fonction de la vitesse d'entraînement était observé quand la viscosité et la gravité sont les mécanismes dominants. Ici, cette explication n'est absolument pas possible. D'une part, la mousse sur la plaque ne peut pas retomber dans le bain de mousse sans que l'on puisse l'observer comme c'est le cas dans la géométrie verticale. D'autre part, l'influence de la gravité se fait seulement quand la contrainte due au poids de la mousse avoisine la contrainte seuil, correspondant à une épaisseur maximale avant l'apparition des effets gravitaires $e_{\max} = \frac{\tau_{\text{seuil}}}{\rho g}$, voir section 1.5.2. Une rapide application numérique pour la mousse conduit à

$$e_{\max} = \frac{\tau_{\text{seuil}}}{\rho g} \sim 30 \text{ cm} \quad (5.5)$$

en prenant une densité de $\rho = 2 \text{ kg/m}^3$ et une contrainte seuil $\tau_{\text{seuil}} = 5.3 \text{ Pa}$ pour la mousse. Un dépôt de mousse ne commence donc à s'écouler qu'à partir d'une épaisseur de 30 cm. Avec une épaisseur maximale déposée observée de 8 mm, nous sommes extrêmement éloignés de ce régime.

Ainsi, une explication plus plausible pourrait être fournie en prenant en compte les considérations d'écoulement à l'intérieur des cuves de mousse comme dans les études de Fordham *et al.* [113] et Smit *et al.* [114]. Dans la section suivante, je suis la philosophie de ces études et j'observe la longueur cisailée à l'intérieur de la cuve de mousse lors de l'extraction des lames.

5.3.5 Visualisation de la bande de mousse cisailée

La figure 5.19 met en avant le mouvement des bords de Plateau d'une mousse pendant l'extraction d'une lame de rugosité $a = 0.44 \text{ mm}$ et de rayon de bulles $R = 1.85 \text{ mm}$. La lame est en noir en bas de l'image. Elle se déplace de droite à gauche à $V = 5 \text{ mm/s}$. La mousse est éclairée par l'arrière de la cuve. Dans ce cas, les bords de Plateau apparaissent en noir. La paroi supérieure visible en haut de la figure est lisse. Cette expérience est dans la configuration *horizontale 1*, ce qui signifie que la lame sort d'une fenêtre de 2 cm de haut percée dans la face latérale de la cuve. En sommant les intensités minimales des images successives, le mouvement des bords de Plateau, plus sombres, est mis en valeur. Il apparaît que la mousse présente un mouvement de re-circulation au milieu de l'image. Cela diffère fortement de ce qui est attendu pour des géométries mieux contrôlées sans glissement aux parois, voir figure 1.20. Dans ces cas, l'écoulement était unidirectionnel et le fluide à seuil se comportait comme un bloc solide entre le bord de la cuve et la paroi en mouvement. Cette observation rend l'étude analytique des équations de l'écoulement d'autant plus complexe car le formalisme de Mori et Ototake n'est plus applicable [110], voir section 1.5.2.

Sur cette figure, la zone cisailée proche de la lame apparaît plus sombre et plus opaque que le reste de la mousse. Cela peut s'expliquer de deux manières. Soit le mouvement des bulles est trop rapide dans cette région et les bords de Plateau se superposent sur les images, soit les bords de Plateau et les films de savon sont plus épais dans la zone cisailée. La seconde explication impliquerait que la fraction liquide soit localement plus grande. Ce phénomène serait un effet de dilatance, peu compris dans

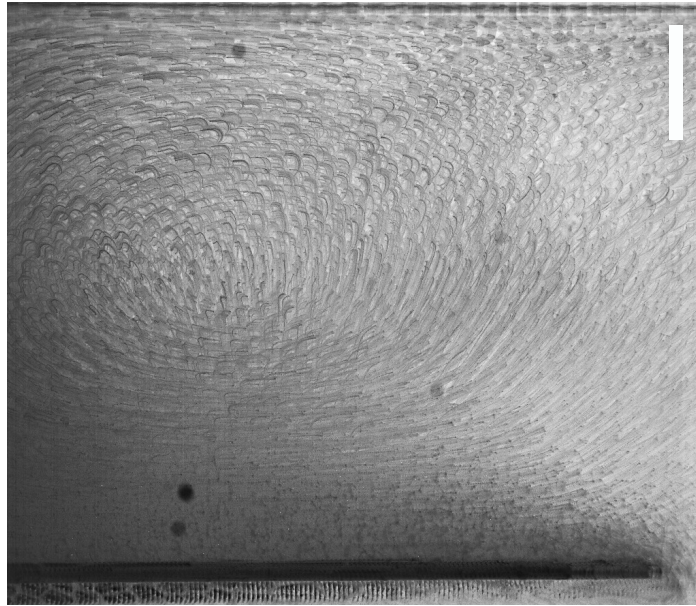


Figure 5.19 Allure de l'écoulement à l'intérieur de la mousse lors de l'extraction Cette figure est la somme temporelle des minimums des images d'une vidéo prise avec une caméra rapide (Photron) lors de l'extraction d'une lame de rugosité $a = 0.44$ à $V = 5$ mm/s en dehors d'une mousse de rayon de bulles $R = 1.85$ mm. La cuve est dans la configuration *horizontale 1*. Cette image permet de mettre en valeur le mouvement des bords de Plateau de la mousse. La lame apparaît en noir en bas de l'image. Elle se déplace de droite à gauche pendant l'extraction. La barre d'échelle mesure 5 mm.

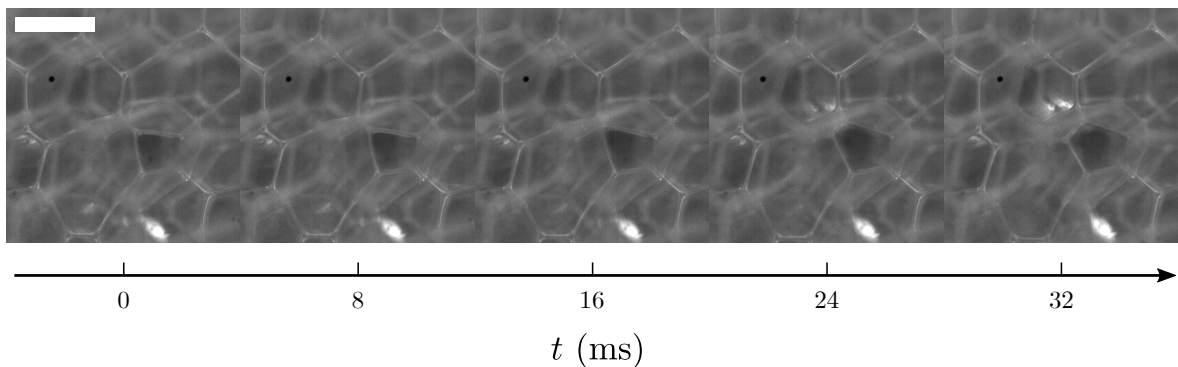


Figure 5.20 Photographies d'une mousse éclairée par l'arrière de la caméra Quand la mousse est éclairée de cette manière, les bords de Plateau apparaissent en blanc. Chaque image est séparée de la précédente par 8 ms. En bas des images, un film de savon est toujours brillant. Cela signifie qu'il est toujours orienté face à la lampe. Au milieu des images, un scintillement apparaît au milieu des bulles qui sont impliquées dans un événement T1. La barre d'échelle mesure 1 mm.

les mousses, voir section 1.3.3. Nous n'avons pas mesuré la fraction liquide locale dans la bande cisailée. Un effet de dilatance pourrait fausser les estimations de fraction liquide dans le régime d'ancrage où la mousse est cisailée et serait certainement très intéressant à caractériser. Dans tous les cas, cette zone sombre apparaissant proche des lames rend la lecture de ce type de montage photographique complexe car la région d'intérêt apparaît très sombre et ce phénomène est amplifié quand les bulles sont plus petites ou quand les vitesses de cisaillement sont plus importantes, rendant la variation des paramètres peu possible.

C'est pourquoi nous avons choisi de visualiser le mouvement des bulles à l'intérieur de la mousse par une autre méthode. Le dispositif expérimental utilisé dans cette section est présenté en section 2.7.2. Quand deux bulles sont impliquées dans un événement T1, les films de savon les séparant changent rapidement d'orientation. Nous mettons ceci à profit en éclairant la mousse par l'arrière de la caméra pour que les films de savon puissent réfléchir la lumière. Ainsi, des scintillements soudains apparaissent là où la mousse est en écoulement et où les événements T1 ont lieu, voir figure 5.20.

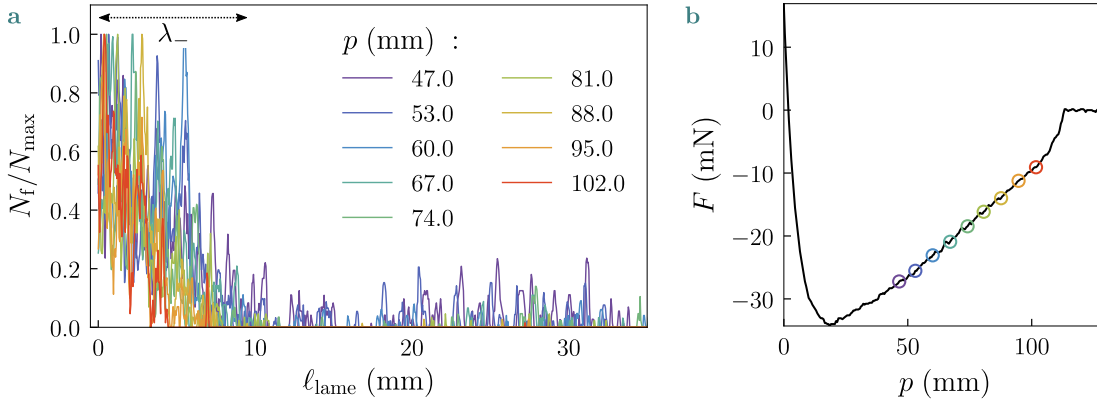


Figure 5.21 Nombre de scintillements lumineux en fonction de la distance à la lame Cette figure correspond à une lame de rugosité $a = 0.44$ mm sortant d'une mousse de rayon de bulles $R = 0.7$ mm et de fraction liquide $\varphi_\ell = 0.3$ % à la vitesse $V = 10$ mm/s. **a** Rapport du nombre total de scintillements N_f et du nombre maximal mesuré N_{\max} en fonction de la distance à la lame ℓ_{lame} . Les différentes couleurs correspondent aux différentes positions de la lame auxquelles le nombre de scintillements a été relevé. La mousse est fluide dans la région présentant le plus de scintillements. Nous définissons λ_- comme la distance permettant d'englober 90 % des scintillements mesurés. Cette limite arbitraire correspond à une coupure à 10 mm de la lame, justifiée par observation de l'allure des courbes. **b** Force F en fonction de la position p . Les cercles de couleur indiquent l'état de la force aux positions où les scintillements de la figure **a** sont présentés.

Je traite les données en appliquant un seuil aux images après leur avoir appliqué un flou gaussien sur 4 pixels, qui permet de retirer la plupart des bords de Plateau qui apparaissent aussi en blanc dans cette configuration, voir figure 5.20, puis les zones lumineuses sont détectées. Cette méthode donne un nombre différent de scintillements selon la méthode de seuil choisie, mais la position des scintillements ne change pas. Ainsi, cette méthode ne permet pas de quantifier le nombre d'événements T1. Par exemple, si on ajoute des lampes avec des orientations différentes autour du bac de mousse, plus de scintillements apparaissent. Une autre difficulté lors de l'interprétation des images est qu'il est fréquent qu'un scintillement apparaisse quelques couches de bulles en dessous du plan focal de la caméra. De cette manière, le scintillement est diffus et les bords de Plateau à l'avant plan le séparent en différentes taches. Cela a tendance à surévaluer grandement le nombre de scintillements décomptés. Par contre, cette méthode est robuste pour l'évaluation des régions de la mousse dans lesquelles les événements T1 ont lieu.

Sur la figure 5.21a, le nombre de scintillements N_f est représenté en fonction de la distance à la lame ℓ_{lame} pour des positions espacées de 7 mm dans la région de l'extraction qui génère des dépôts d'épaisseur constante. Il y apparaît que le nombre

de scintillements est plus important dans les 10 mm les plus proches de la lame. Cela permet de définir une longueur de cisaillement, que je nomme λ_- par analogie avec les notations de la figure 1.19. Les scintillements loin de la lame sont moins nombreux et correspondent à la région où la mousse présente une recirculation, voir figure 5.19.

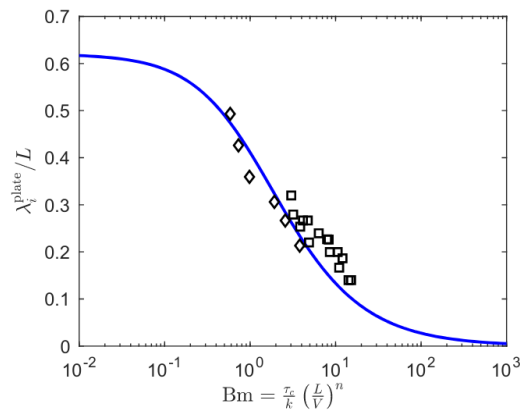


Figure 5.22 Longueur cisailée en fonction du nombre de Bingham Cette figure est extraite des informations complémentaires de l'article de Smit *et al.* [114]. Ils y interprètent les données de l'article de Maillard *et al.* [130] dans laquelle la longueur cisailée près d'une plaque en mouvement dans une solution de Carbopol est mesurée. La longueur cisailée est renormalisée par la distance entre la plaque et le bord de la cuve $L = 75$ mm. L'épaisseur de la lame vaut 1.9 mm. Le nombre de Bingham est noté Bm. Les points noirs sont les expériences de Maillard *et al.*. La ligne bleue est la résolution numérique de la théorie de Smit *et al.*

La bande de cisaillement dans la mousse a une épaisseur λ_- de quelques millimètres, qui est comparable aux épaisseurs des dépôts de mousse. C'est très différent de ce que prédisent Smit *et al.* [114]. En effet, sur la figure 5.22, ils expliquent avec succès les données d'écoulement de Maillard *et al.* pour une plaque d'épaisseur 1.9 mm et une distance entre la plaque et le bord de la cuve $L = 75$ mm. Ces paramètres sont très proches des nôtres : dans notre cas la somme des épaisseurs de la plaque et des rugosités vaut 2.1 mm et la distance entre la plaque et le bord de la cuve vaut $L = 6.5$ cm. Les valeurs de λ_- prédites par Smit *et al.* associées aux nombres de Bingham que nous explorons varient entre 9 et 30 mm. Alors que ces prédictions prévoient une multiplication par 3 de l'épaisseur de la couche cisailée quand le nombre de Bingham varie, nous n'observons pas de variation.

En conclusion, les expériences d'enduction de mousses ne se comportent pas de la même manière que lors des expériences d'enduction de Carbopols rapportées dans la littérature. Il y a diverses différences qui peuvent expliquer ces écarts. Dans notre cas, le mur de la cuve loin de la lame est lisse. Nous n'avions pas fait le choix de rendre les parois rugueuses pour pouvoir observer le mouvement des bulles lors de l'extraction des lames et parce que les autres études d'enduction de fluides à seuil n'étaient pas encore publiées au moment de la conception de l'expérience. Il serait intéressant de renouveler les mesures avec des parois de cuve rugueuses et d'observer si les dépôts de mousse sont plus épais pour les plus grandes vitesses dans ce cas. Par ailleurs, il faut noter qu'avec les possibles effets de dilatance des mousses, la fraction liquide devient plus grande dans les zones déjà cisailées. Ce phénomène n'est pas mentionné dans les études d'enduction de Carbopols. Le gradient de fraction liquide peut être un frein à la progression du front de cisaillement qui rencontre de la mousse plus sèche au fur et à mesure qu'il s'éloigne de la zone de cisaillement et donc de

contrainte seuil plus grande.

5.3.6 Bilan de l'observation de l'écoulement lors de l'extraction dans le régime d'ancrage

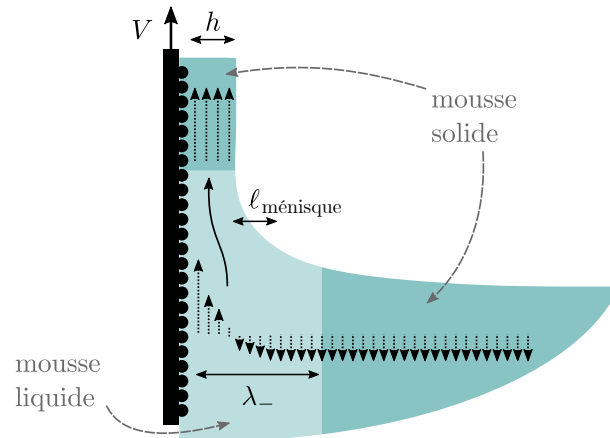


Figure 5.23 Zone de mousse fluidifiée Schéma d'une lame rugueuse sortant d'une mousse. La zone éloignée de la lame, en vert foncé, reste solide. La zone proche de la lame, représentée en vert clair est fluide. La zone de mousse fluidifiée est d'épaisseur λ_- et comporte une région de vitesse orientée dans la direction de l'extraction et une région de vitesse négative. La région de vitesse positive est entraînée avec la plaque et se retrouve dans le dépôt de mousse d'épaisseur h . La longueur caractéristique du ménisque $\ell_{\text{ménisque}}$ est égale à l'épaisseur déposée h .

Pour résumer brièvement les observations sur l'écoulement lors de l'extraction des lames, voir figure 5.23, nous avons remarqué que les dépôts de mousse ont une épaisseur constante h sur la région centrale des lames. Cette épaisseur est égale à la longueur caractéristique des ménisques $\ell_{\text{ménisque}}$. Nous ne sommes pas encore à même de comprendre si c'est le ménisque qui dicte l'épaisseur déposée ou si l'implication se fait dans l'autre sens. Mais ce résultat est une piste prometteuse vers la compréhension de l'enduction de mousses. À l'intérieur du bac, la zone fluidifiée au long de la lame en mouvement a une épaisseur λ_- qui est aussi du même ordre de grandeur que l'épaisseur déposée et que la longueur du ménisque.

Dans la suite, je présente les résultats de mesures de force lors de l'extraction des lames.

5.3.7 Régime linéaire de force dans le régime d'ancrage

Les courbes de force en fonction de la position de la figure 5.16 permettent de mettre en avant le fait que le régime linéaire de force n'existe que pour des lames longues. Dans cette section, je regarde uniquement les contraintes dans le régime linéaire pour des lames introduites d'au moins 11 cm dans des mousses dans les configurations *horizontale 1* et *horizontale 2*. Les contraintes sont calculées avec la méthode décrite en section 3.2.3 qui permet de retirer la contribution de la face lisse aux contraintes mesurées. Je ne prends pas en compte dans ce calcul les 0.3 Pa phénoménologiques de différence entre l'estimation de la contrainte lors du régime de glissement et sa contrainte réelle observée lors du régime linéaire d'extraction des

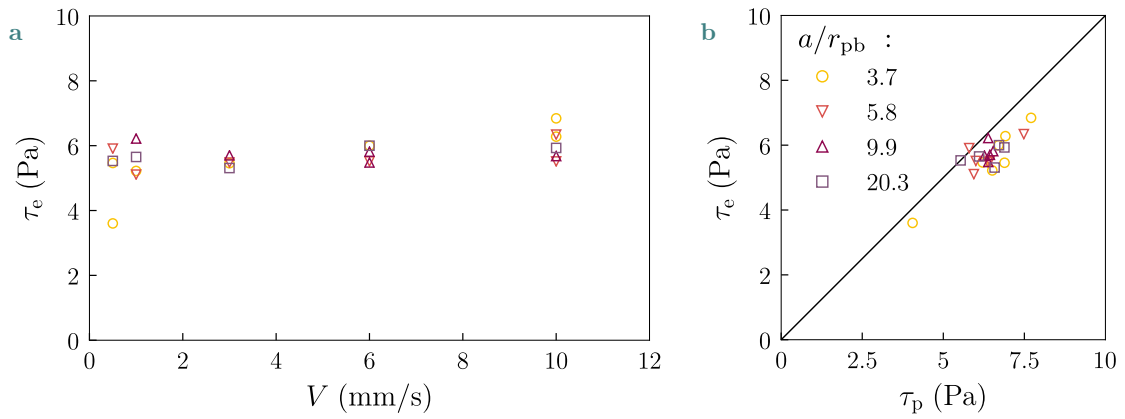


Figure 5.24 Influence de la vitesse et de la rugosité Le rayon de courbure des bords de Plateau r_{pb} est constant et vaut 0.02 mm. Le rayon des bulles vaut $R = 0.7$ mm. La fraction liquide de la mousse est $\varphi_\ell = 0.03$ %. Les différents symboles et couleurs représentent le rapport a/r_{pb} . **a** Contrainte lors du régime linéaire de l'extraction τ_e en fonction de la vitesse d'extraction V . **b** Contrainte lors de l'extraction τ_e en fonction de la contrainte lors du régime linéaire de l'introduction τ_p . La ligne noire est l'équation $\tau_e = \tau_p$.

lames lisses, voir section 5.2.3. Sur la figure 5.24a, la contrainte lors de l'extraction τ_e est représentée en fonction de la vitesse V . Comme lors de l'introduction des lames, la vitesse a peu d'influence sur les contraintes et au delà de $\tilde{a} = 1$, qui correspond à $a/r_{pb} = 2.2$, les contraintes sont indépendantes du rapport a/r_{pb} . La valeur moyenne de τ_e pour l'ensemble des données de la figure 5.24a vaut $\langle \tau_e^{\text{ancrage}} \rangle = 5.7 \pm 0.6$ Pa. C'est une valeur qui est légèrement inférieure à ce qui était observé lors de l'introduction des lames.

Sur la figure 5.24b, la contrainte lors du régime linéaire de l'extraction τ_e est comparée à la contrainte lors du régime linéaire de l'introduction τ_p . De manière similaire à ce qui était observé sur les lames lisses, la contrainte lors de l'extraction est systématiquement plus faible que ce que l'on observe lors de l'introduction des lames. L'écart entre ces deux contraintes vaut en moyenne pour l'ensemble des données de la figure 5.24b $\langle \tau_p - \tau_e \rangle = 0.7 \pm 0.4$ Pa. C'est un écart plus grand que celui qui est dû à la face lisse, qui vaut environ 0.3 Pa. Ces différences systématiques sont certainement la signature d'un élément que nous n'avons pas pris en compte et reste à comprendre.

5.3.8 Régime de décroissance au début de l'extraction

Étant donné que lors du régime transitoire sur des lames lisses nous ne sommes pas encore en mesure d'extraire une expression pour la contrainte en fonction de la position imposée, il n'est pas possible de retrancher la contribution de la face lisse des lames. Cela nous contraint à étudier le régime transitoire de contrainte au début de l'extraction des lames dans le régime d'ancrage à l'étude des lames avec des rugosités sur les deux faces.

La figure 5.25 représente la force en fonction de la position lors du début de l'extraction d'une lame dans le régime d'ancrage. Le premier point sur cette figure correspond à l'état de la mousse à la fin de la relaxation. Dans le cas du régime d'ancrage, les contraintes à la fin de la relaxation étaient égales à $\tau_r = \tau_{\text{seuil}}$. Au cours des premiers millimètres du déplacement, il apparaît de l'observation de l'interface mousse/air, voir figures 5.14 et 5.17, que la mousse est seulement déformée et ne

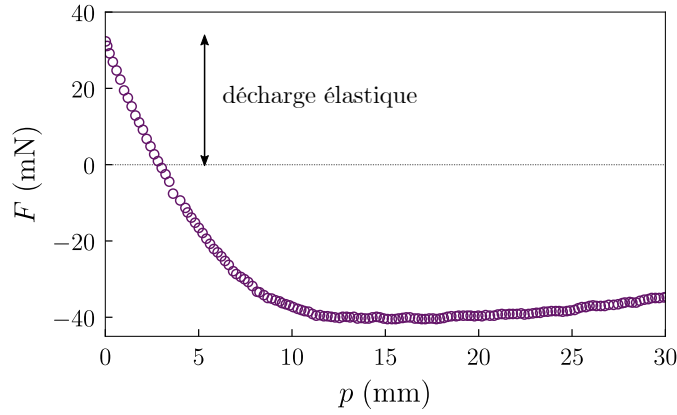


Figure 5.25 Décharge élastique au début de l'extraction dans le régime d'ancrage Force F en fonction de la position p pour une lame dont les deux faces sont de rugosité $a = 0.44$ mm dans une mousse de rayon de bulles $R = 0.7$ mm et de fraction liquide $\varphi_\ell = 0.06$ % sortant de la mousse à $V = 4$ mm/s. L'expérience est en configuration *horizontale 1*.

s'écoule pas. C'est attendu, car les contraintes mesurées varient entre leur valeur initiale, τ_{seuil} et une valeur nulle. Dans cette région de la courbe, la contrainte de la mousse est donc toujours inférieure à la contrainte seuil et elle se comporte comme un solide. Le moment où la contrainte devient négative correspond au début de la formation du dépôt de mousse, voir figure 5.15. À ce moment, une partie de la mousse est fluidifiée pour créer le dépôt, l'allure de la courbe de force en fonction de la position n'est plus linéaire. Ainsi, entre le début de l'extraction et le moment où la contrainte s'annule, la mousse est déformée élastiquement, la charge élastique qui était toujours emmagasinée à la fin de la relaxation est relâchée. Cela est confirmé par l'allure linéaire des courbes de force en fonction de la position sur cet intervalle, voir figure 5.25.

Au cours de la décharge élastique, la contrainte s'écrit en cisaillement simple $\tau_{\text{élastique}} = E \frac{\Delta p}{L}$ avec E le module élastique de la mousse et $\frac{\Delta p}{L}$ le cisaillement, qui est le rapport du déplacement Δp sur l'épaisseur de mousse cisailée L . De cette manière, le module d'élasticité de la mousse peut être estimé

$$E = \tau_r \frac{L}{\Delta p} \sim 15 \text{ Pa.} \quad (5.6)$$

Cette valeur est obtenue à partir de la lecture de la figure 5.25. La contrainte relaxe entre $\tau_r = 5.6$ Pa pour cette expérience et 0 Pa en une distance Δp d'environ 4 mm. Comme l'expérience est en configuration *horizontale 1*, la distance entre la lame et le bord de la fenêtre latérale vaut $L = 1$ cm, voir section 2.2.

C'est une valeur cohérente avec les observations du temps de relaxation de la mousse du chapitre 4, qui valait environ 1 s, ce qui implique que $E/\eta \sim 1$ s.

En conclusion, lors de l'extraction des lames dans le régime d'ancrage, un dépôt de mousse est toujours présent sur les lames à leur sortie des bacs de mousse. La forme de ce dépôt dépend de la longueur des lames. Pour des lames plus longues que 7 cm, les dépôts présentent une région centrale d'épaisseur constante. L'épaisseur du dépôt est égale à la longueur caractéristique de décroissance du ménisque de l'interface mousse/air lors de l'extraction. Elle est peu dépendante des paramètres de l'expérience, ce qui contraste avec la littérature sur l'enduction de fluides à seuil. Cela nous pousse à observer la longueur cisailée à l'intérieur de la mousse lors de

l'extraction des lames. Cette épaisseur est comparable aux épaisseurs de dépôts et ne dépend pas non plus des paramètres de l'expérience. Ainsi, la partie fluide de la mousse lors de l'extraction se retrouve dans le dépôt à la sortie des lames. Du point de vue des mesures de force, dans le régime linéaire de force, les contraintes ont un comportement similaire à ce qui était observé lors de l'introduction des lames, mais sont inférieures d'environ 0.7 Pa, ce que nous n'expliquons pas. Le régime de transition de contrainte au début de l'extraction des lames est une décharge élastique et permet une évaluation de l'ordre de grandeur du module d'élasticité de la mousse.

La section suivante présente rapidement l'extraction de lames dans le régime de collé-glissé.

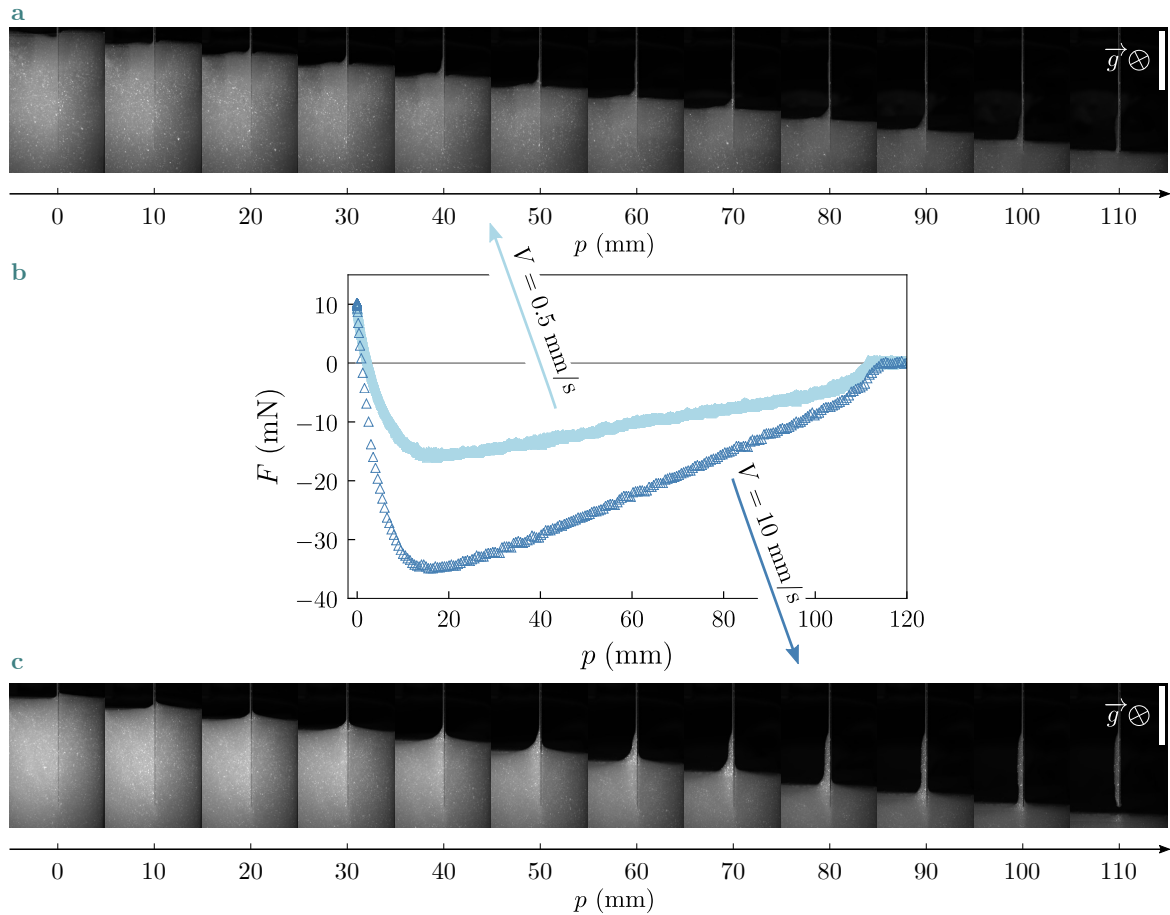


Figure 5.26 Visualisation des lames au cours de l'extraction pour deux vitesses Visualisation et mesure de force synchronisées lors de l'extraction d'une lame dont la face de droite est lisse et la face de gauche est dans le régime de collé-glissé. La rugosité de la face gauche de la lame est $a = 0.03$ mm. La mousse a une fraction liquide $\varphi_\ell = 0.03$ % et les bulles ont un rayon $R = 0.7$ cm. L'expérience est dans la configuration *horizontale 2*. L'orientation de la gravité est rappelée en haut à droite des instantanés. La barre d'échelle mesure 5 cm. **a** Photographies de la tranche des lames lorsque la lame est extraite à 0.5 mm/s de la mousse, le dépôt n'est présent qu'à l'extrémité de la lame. **b** Données brutes de force F en fonction de la position de la lame p pour les deux vitesses $V = 0.5$ et 10 mm/s. **c** Photographies de l'extraction de la lame à 10 mm/s. La face rugueuse, à gauche, ressort couverte de mousse.

5.4 Extraction de lames dans le régime de collé-glissé

5.4.1 Visualisation des lames au cours de l'extraction

La figure 5.26 permet de visualiser l'allure d'une lame de rugosité $a = 0.03$ mm sur sa face de gauche et lisse sur sa face de droite quand elle est extraite d'une mousse à deux vitesses d'extraction différentes. L'expérience est réalisée dans la configuration *horizontale 2* et la lame est introduite de 11 cm à l'intérieur de la mousse. Pour la vitesse $V = 0.5$ mm/s, voir figure 5.26a, un dépôt d'une seule couche de bulles est présent à l'extrémité de la lame. Pour la vitesse $V = 10$ mm/s, le dépôt représente environ 3 couches de bulles et recouvre toute la longueur de la lame, voir figure 5.26c. Ainsi, l'apparition d'un dépôt de mousse dépend de la vitesse d'extraction des lames, voir aussi figure 5.27. Cette observation est similaire à ce qui se passe pour les lames lisses. L'allure des courbes de force de la figure 5.26b permet d'identifier un autre comportement similaire à ce qui était observé sur les lames lisses : à la fin de l'extraction, les expériences ne présentant pas de dépôt de mousse ont une plus grande pente à la fin des courbes d'extraction, exactement comme lorsque nous observions des ponts capillaires de mousse, voir figure 5.11b. En outre, l'interface de mousse est déformée sur une distance plus faible quand il n'y a pas de dépôt en train de se former.

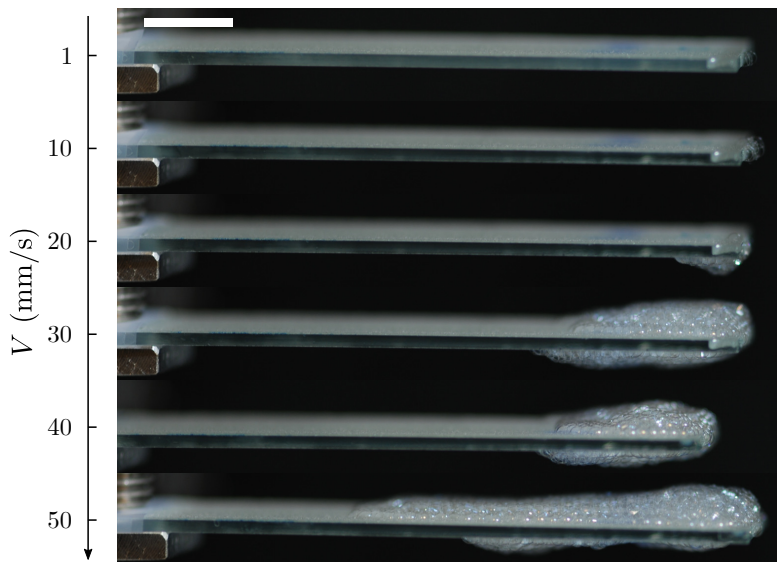


Figure 5.27 Dépôt de mousse dans le régime de collé-glissé Photographies (Nikon D60, objectif de 105 mm) de lames dont la face supérieure est couverte de billes de rayon $a = 0.04$ mm et la face inférieure est lisse. La mousse a une fraction liquide de 0.4 % et le rayon des bulles vaut $R = 0.7$ mm. Un dépôt de mousse commence à se former pour des vitesses d'entraînement entre 20 et 30 mm/s. Quand la vitesse augmente encore, la longueur du dépôt augmente, jusqu'à égaler la longueur de lame introduire dans la mousse. La barre d'échelle mesure 5 mm.

Dans la suite de cette section, j'exploite les données de force dans le régime de collé-glissé.

5.4.2 Données de force lors de l'extraction

Comme pour les lames lisses, les lames dans le régime de collé-glissé présentent un régime de force linéaire en fonction de la position pour toutes les longueurs de lames explorées, voir figures 5.1 et 5.26b. Dans le régime linéaire de force, la contrainte

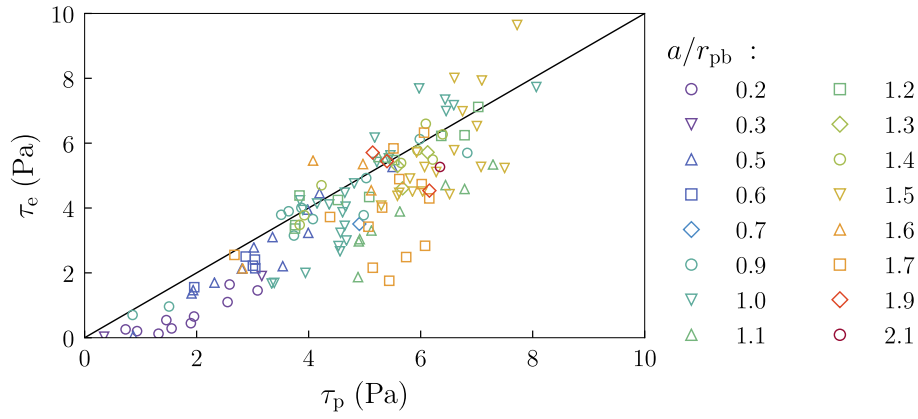


Figure 5.28 **Contrainte lors de l'extraction τ_e dans le régime de collé-glissé** La contrainte τ_e est représentée en fonction de la contrainte lors de l'introduction des lames τ_p . Les différents symboles et couleurs correspondent aux différents rapports a/r_{pb} , strictement compris entre 0 et 2.2 pour ce régime. La ligne noire est l'équation $\tau_e = \tau_p$.

attribuée à la face rugueuse des lames est calculée de la même façon que ce qui est décrit dans la section 3.2.3, en utilisant l'équation 4.2. L'écart de contrainte systématique de 0.3 Pa entre les contraintes mesurées et attendues dans le régime linéaire au cours de l'extraction des lames lisses observé en section 5.2.3 n'est pas pris en compte dans ce calcul. La contrainte dans le régime linéaire de collé-glissé τ_e calculée de cette manière est représentée sur la figure 5.28 en fonction de la contrainte dans le régime d'introduction des lames τ_p . La corrélation entre τ_e et τ_p est très bonne, les mécanismes lors de l'entrée de la lame et de sa sortie sont donc similaires. Néanmoins, lors de l'extraction la contrainte est plus faible que lors de l'introduction des lames. C'était déjà le comportement observé dans les régimes de glissement et d'ancrage, que je n'explique pas.

Dans le régime de collé-glissé, nous avons observé que l'expression de la contrainte pouvait s'exprimer selon l'équation 3.4 rappelée ici

$$\tau_{\text{collé-glissé}} = \tau_{\text{seuil}}\tilde{a} + \tau_{\text{glissement}}(1 - \tilde{a}). \quad (3.4)$$

Cela implique que pour les plus faibles vitesses d'extraction les contraintes suivent l'équation $\tau_e \xrightarrow{V \rightarrow 0} \tau_{\text{seuil}}\tilde{a}$. L'évolution de la contrainte τ_e en fonction du rapport a/r_{pb} est représentée sur la figure 5.29. Il y apparaît que les données correspondant aux plus faibles vitesses sont bien décrites par l'équation 3.4. Sur la figure 5.29, un ensemble de points est entouré. Ces points correspondent à une expérience réalisée avec une lame de rugosité $a = 0.22$ mm. Pour obtenir un rapport a/r_{pb} aussi faible avec une rugosité aussi grande, la mousse était très humide. Dans ce cas, la hauteur de mousse z entre le bain liquide et la lame n'était que de 1.4 cm. Ces expériences sont les plus sujettes à d'importantes erreurs car le liquide en dessous de la mousse a tendance à remonter à travers les films de savon et à sortir du bac par la fenêtre de la paroi latérale à travers laquelle la lame est introduite dans la mousse.

En excluant les données les plus humides et en prenant, à l'image de notre raisonnement lors de la modélisation du régime d'introduction, comme estimation de la contrainte seuil de la mousse la valeur moyenne de contrainte mesurée dans le régime d'ancrage $\langle \tau_e^{\text{ancrage}} \rangle = 5.7 \pm 0.6$ Pa, je représente la contrainte en fonction de l'équation 3.4 sur la figure 5.30. Il y apparaît que les variations de contraintes dues aux changements de vitesse sont bien expliquées par l'équation 3.4.

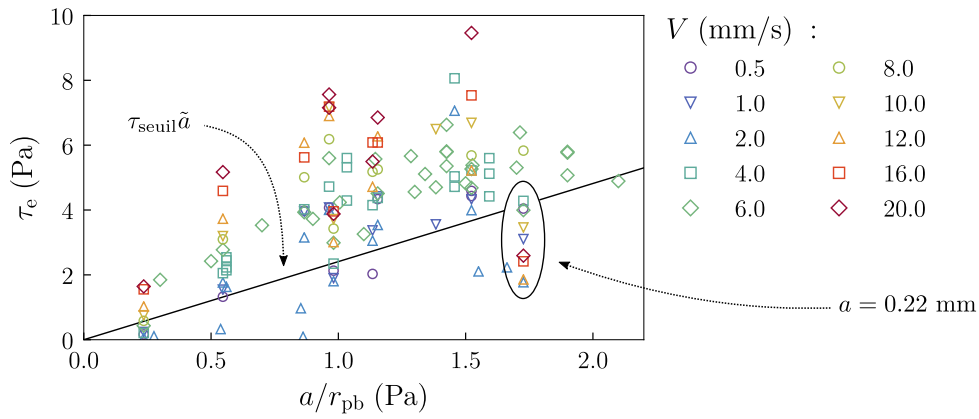


Figure 5.29 Contrainte lors de l'extraction dans le régime de collé-glissé τ_e Les différents symboles et couleurs sur cette figure représentent les différentes vitesses. Toutes les configurations d'expérience sont représentées. Les lames ont une largeur variant entre 2.5 et 5 cm et une longueur variant entre 5 et 12 cm. La ligne noire représente l'équation $\tau_e = \tau_{seuil} \tilde{a}$. La valeur de τ_{seuil} utilisée ici est égale à $\langle \tau_e^{ancrage} \rangle = 5.7$ Pa, à l'image du raisonnement utilisé lors de l'introduction des lames.

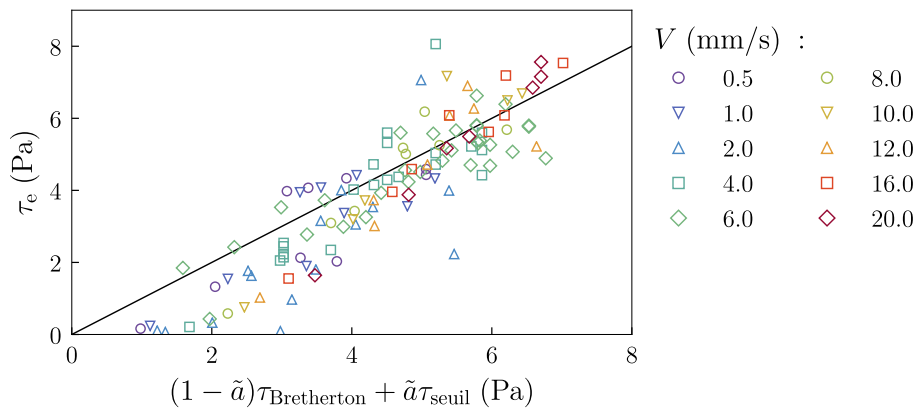


Figure 5.30 Contrainte dans le régime linéaire de l'extraction dans le régime de collé-glissé τ_e en fonction de l'équation 3.4c. Les différents symboles et couleurs correspondent aux vitesses d'extraction. La valeur de τ_{seuil} utilisée ici est prise égale à $\langle \tau_e^{ancrage} \rangle = 5.7$ Pa, à l'image du raisonnement utilisé lors de l'introduction des lames.

En conclusion, l'enduction de mousse dans le régime de collé-glissé présente des caractéristiques propres au régime de glissement, comme l'apparition de dépôts de plus en plus longs à l'extrémité des lames quand la vitesse d'extraction augmente. Cela nous pousse à nouveau à exprimer le régime de collé-glissé comme une combinaison du régime de glissement et du régime d'ancrage comme dans les chapitres précédents. Le modèle fonctionne à nouveau.

Plus d'exploration des régimes de glissement et d'ancrage est encore nécessaire pour avancer ici. En particulier, les écarts de contrainte entre ce qui est mesuré lors de l'introduction des lames et la partie linéaire du régime d'extraction seraient les points principaux à étudier dans la suite de ce projet.

5.5 Conclusion

Dans ce chapitre, les lames de rugosités contrôlées sont extraites de mousses de diverses fractions liquides à différentes vitesses. L'extraction des lames est étudiée en utilisant des visualisations et des mesures de force dans chacun des régimes de frottement des mousses précédemment identifiés. L'étude de l'extraction est réalisée séparément pour chacun des régimes de frottement.

Quand les lames sortent des mousses elles peuvent entraîner un dépôt de mousse. Dans ce chapitre, nous mettons en évidence les liens entre les régimes d'enduction de mousse et les régimes de frottements sur les surfaces. Dans les régimes de glissement et de collé-glissé, l'enduction n'a pas lieu sur toute la longueur de la lame. Pour les mousses les plus humides et les vitesses d'extraction les plus faibles, seules une ou deux bulles sont détachées du reste du bac de mousse et restent à l'extrémité des lames. Quand la vitesse augmente et que les mousses sont plus sèches, un dépôt se forme à l'extrémité des lames. Nous n'avons pas encore étudié le lien exact entre la longueur des dépôts et les paramètres du glissement. Pour les lames lisses, ce comportement est correctement expliqué si on estime que le dépôt apparaît quand les contraintes dues au glissement $\tau_{\text{glissement}}$ sont comparables à la contrainte seuil de la mousse τ_{seuil} .

Le cas du régime d'ancrage des bulles est différent : il y a toujours un dépôt de mousse qui se forme. Ce dépôt a une forme et une épaisseur indépendantes de la vitesse d'entraînement en dehors des bacs de mousse. Tant que la condition $\tilde{a} > 1$ est satisfaite, la fraction liquide et la taille des rugosités n'ont pas d'influence sur le dépôt. Par contre, l'instauration du régime d'enduction d'épaisseur constante se fait plus lentement que ce que nous aurions pu estimer suite à l'observation de l'introduction des lames dans la mousse pour laquelle aucun régime transitoire n'était observé. Cela est dû en grande partie à l'état initial de la mousse au début de l'extraction qui est déjà chargée élastiquement. Le dépôt ne commence à se former qu'à partir du moment où la charge élastique initialement présente est relâchée.

Du point de vue des mesures de force, dans le régime de glissement, qui correspond aux lames lisses, le régime linéaire de force est défini pour toutes les longueurs de lames explorées. Il permet de calculer une contrainte dans le régime linéaire τ_e qui est égale à la contrainte attendue pour des mousses sur des surfaces lisses $\tau_{\text{glissement}}$ à une valeur constante de 0.3 Pa près. Cet écart est indépendant des paramètres explorés et n'est pas encore compris. Avant que le régime de force linéaire ne s'instaure, la contrainte passe de la valeur proche de zéro atteinte à la fin de la relaxation, à environ $\tau_{\text{glissement}}$. Cette croissance de la contrainte arrive pendant que la mousse se met en mouvement sur la lame pour passer d'une vitesse relative nulle à la vitesse imposée à la lame. Les contraintes au cours de cette transition viennent des dissipations visqueuses et de l'élasticité dans le volume de la mousse et proviennent aussi des dissipations visqueuses à l'interface entre la mousse et les lames lisses. L'observation des forces dans le régime d'ancrage nous permet d'évaluer l'ordre de grandeur du module élastique de la mousse lors de la décharge élastique au début de l'extraction. L'étude des mesures de force lors de l'extraction nous conduit aussi à observer un écart entre les contraintes lors de l'introduction des lames τ_p et lors du régime d'émission de dépôts d'épaisseur constante τ_e . Cet écart n'est pas encore expliqué.

Lors de l'extraction, l'interface mousse/air est déformée sur une distance $\ell_{\text{ménisque}}$ qui a une origine physique différente de ce qui est normalement observé dans des expériences de type Landau et Levich avec des liquides newtoniens. En effet, dans

ces cas, le ménisque est le résultat de la compétition entre la gravité et les forces capillaires. Ici la gravité n'est pas orientée le long de la direction d'entraînement de la plaque, le ménisque est donc régi par d'autres mécanismes. Sa taille caractéristique $\ell_{\text{ménisque}}$ est égale à l'épaisseur de mousse déposée. Les régions de mousse cisailées près de la lame au cours de l'extraction sont observées par une méthode de visualisation des réflexions de lumière sur les films de savon. L'extension de ces régions est du même ordre de grandeur que l'épaisseur du dépôt de mousse et la longueur caractéristique du ménisque. Nous attribuons cette homogénéité des longueurs caractéristiques lors de l'enduction de la mousse au fait que toutes les contraintes en jeu, visqueuses comme élastiques, sont du même ordre de grandeur. Il y a certainement ici une piste à explorer pour comprendre les liens entre cisaillement, déformation de l'interface et formation des dépôts de mousse.

Dans le régime de collé-glissé, les émissions de dépôts dépendent à la fois de la fraction liquide de la mousse, de la rugosité des lames et de la vitesse d'extraction des lames. L'ensemble de ces observations pousse à privilégier une nouvelle fois une explication qui prendrait en compte à la fois les comportements observés dans le régime de glissement et dans le régime d'ancrage des bulles. Nous utilisons à nouveau le modèle en combinaison linéaire de la description du glissement et du régime d'ancrage et la corrélation est très bonne avec les données expérimentales.

Le chapitre suivant présente des applications possibles à l'identification des différents régimes de frottement des mousses.

Chapitre 6

Applications et perspectives pour le frottement de mousses

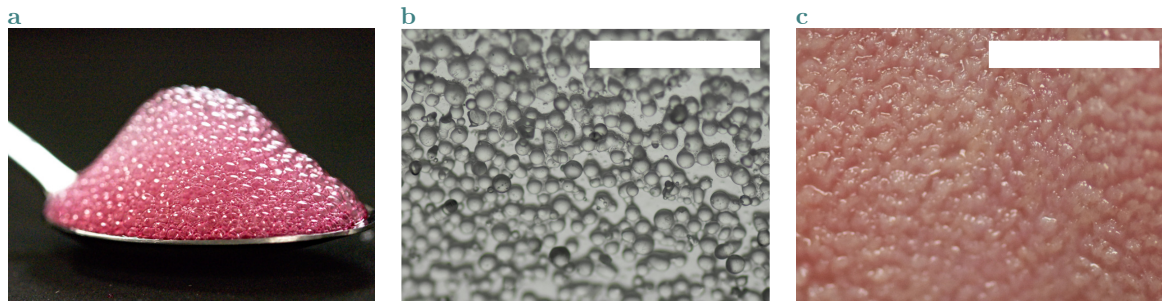


Figure 6.1 Application au frottement de mousses alimentaires Les trois photographies de cette figure ont été prises avec un appareil Nikon D7200 muni d'un objectif macroscopique Nikon 200 mm. **a** Mousse de blanc d'œuf et d'eau dans une cuillère. Une goutte de colorant alimentaire a été ajoutée à la solution pour faciliter la visualisation des bulles. **b** Surface rugueuse couverte de billes de rayon moyen $a = 225 \mu\text{m}$. La barre d'échelle mesure 5 mm. **c** Photographie de la partie centrale d'une langue humaine. La barre d'échelle mesure 5 mm.

6.1 Applications aux mesures rhéologiques

Au cours de l'étude du frottement sur des surfaces de différentes rugosités, nous avons mis en avant un paramètre, $\tilde{a} = a/kr_{\text{pb}}$ permettant de caractériser le régime de frottement d'une mousse sur une surface solide. Quand ce paramètre est supérieur à 1, la mousse est dans le régime ancré.

Ce régime est particulièrement intéressant pour les études de rhéologie des mousses dans lesquelles une condition de non glissement est requise sur les parois des instruments de mesure. La technique couramment utilisée pour diminuer ces glissements consiste à ajouter des rugosités sur les parois [40], mais la taille des rugosités nécessaire n'avait pas encore été modifiée systématiquement. Ce travail de thèse confirme que cette approche empirique fonctionne. En particulier, nous ne trouvons pas de régime dans lequel les glissements apparaissent à nouveau pour des rugosités trop grandes par rapport aux longueurs caractéristiques du système, comme c'est le cas pour des granulaires ou des émulsions.

Peu d'études de rhéologie précisent la taille des rugosités ajoutées sur les parois de leurs appareils de mesure. Pourtant, le problème du choix des rugosités est toujours

crucial. Il arrive par exemple que l'interprétation des données de rhéologie soit rendue complexe par la présence conjointe de dissipations sur les parois et dans le volume de la mousse [75], ou que les données obtenues ne soient pas indépendantes de la taille des rugosités choisies [92]. Ces observations sont très probablement explicables à l'aide du régime de collé-glissé que nous identifions et caractérisons dans ce manuscrit. Ainsi, notre étude permet aux expérimentateurs de choisir la taille des rugosités en fonction du rayon de courbure des bords de Plateau des mousses qu'ils souhaitent caractériser.

D'autre part, nous avons mis en avant la robustesse de la détection de la contrainte seuil d'une mousse par la méthode de relaxation de la contrainte. Après avoir cisailé une mousse, la contrainte atteinte à la fin d'une relaxation du système est robuste et ne dépend pas du cisaillement précédemment imposé. C'est une bonne estimation de la contrainte seuil d'une mousse, qui ne nécessite pas de matériel pouvant exercer de très petits cisaillements et qui est donc moins coûteuse.

6.2 Application au frottement de mousses alimentaires

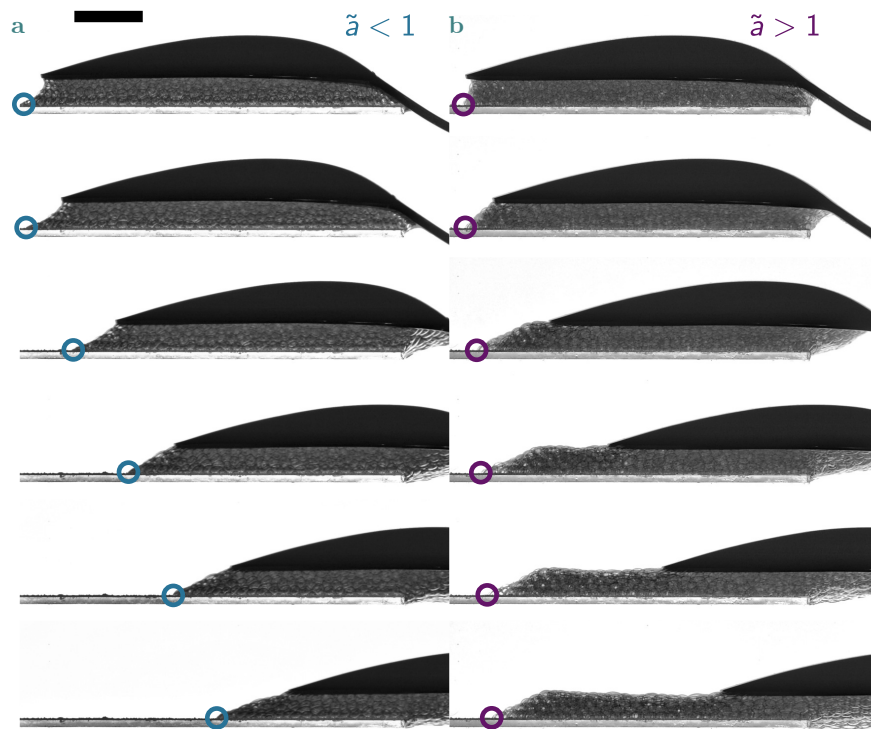


Figure 6.2 Condition de glissement pour une mousse alimentaire Ces deux séries de photographies présentent le glissement d'une mousse alimentaire cisailée entre une lame de rugosité comparable aux papilles d'une langue humaine $a = 225 \mu\text{m}$ et une cuillère de table. Dans les deux cas, la position du contact entre la mousse et la lame est entourée. La cuillère se déplace à 10 mm/s . Le rayon des bulles est $R = 0.7 \text{ mm}$. La barre d'échelle mesure 1 cm . Le temps s'écoule de haut en bas et chaque image est séparée de la précédente par une durée de 1 s . **a** Mousse de fraction liquide $\varphi_\ell \simeq 0.7 \%$, ce qui correspond à $\tilde{a} \simeq 0.5$. Cela correspond au régime de collé-glissé. **b** Mousse de fraction liquide $\varphi_\ell \simeq 0.02 \%$. Le paramètre \tilde{a} vaut 3 , cela correspond au régime d'ancrage des bulles.

Parmi les nombreuses applications du frottement des mousses sur des surfaces texturées – écume de mer sur la plage, fluide magmatique saturé de bulles de gaz

remontant la cheminée d'un volcan, écoulement d'un béton moussé dans un coffrage, nettoyage de surfaces texturées... – nous avons pris parti d'illustrer la généralité des régimes de frottement identifiés avec des mousses alimentaires, voir figure 6.1a.

Ajouter des bulles dans des aliments permet d'affecter la sensation en bouche, améliore la digestion et aide à la mastication [131]. Les mousses sont typiquement 10^3 fois plus visqueuses que l'eau [60] et peuvent par conséquent être particulièrement utiles pour soulager des patients atteints de troubles de la déglutition (dysphagie), très sensibles à la texture des aliments, qui s'étouffent moins en avalant des substances visqueuses [132].

Nous choisissons de modéliser rudimentairement les langues au contact des aliments par des lames en verre couvertes de rugosités de taille $a = 225 \mu\text{m}$ comparable à celle des papilles [133], voir figures 6.1b et c. Comme la taille des papilles des patients n'est pas une variable, les deux paramètres restants sont la taille des bulles de la mousse et sa fraction liquide. Deux types de mousse ont été utilisées. La première est une mousse produite avec une bombe de chantilly industrielle (Bridélice). La seconde est une mousse générée en soufflant de l'air dans de fines aiguilles plongées dans une solution constituée de 1 g de blanc d'oeuf en poudre (Louis François) et de 200 mL d'eau déionisée. La fraction liquide de cette mousse est modifiée en produisant la mousse avec la même méthode que dans le reste du manuscrit, puis en prélevant la mousse à des hauteurs différentes de la cuve, voir section 2.3.3.

Pour tester l'universalité du paramètre discriminant le régime de collé-glissé et le régime d'ancrage des bulles, $\tilde{a} = \frac{a}{2.2r_{\text{pb}}}$, nous mettons en place une expérience de visualisation du mouvement des bulles sur la langue modèle au cours d'un cisaillement imposé, illustrée par la figure 6.2. Sur cette figure, la taille des bulles et des rugosités de la surface est fixée. La colonne de gauche correspond à une mousse humide dans le régime de collé $\tilde{a} \simeq 0.5$. La position de la dernière bulle se déplace sur la langue comme c'est attendu pour ce régime. La colonne de droite est la même expérience, mais pour une mousse plus sèche. Dans cette expérience, $\tilde{a} \simeq 3$, ce qui correspond au régime d'ancrage. La dernière bulle de la mousse ne se déplace pas, comme c'est attendu dans ce régime. Cette expérience illustre que les résultats présentés au cours de ce manuscrit sont généraux et peuvent s'appliquer pour des expériences moins contrôlées et pour des géométries de cisaillement sensiblement différentes.

Par contre, la même expérience reproduite avec de la chantilly conduit à des résultats dominés par la condition de pré-mouillage de la lame rugueuse. Cela peut être dû à différents facteurs qui diffèrent entre cette mousse et celles observées précédemment comme le fait que cette mousse soit très polydisperse, la présence du corps gras dans la composition de la mousse, ou encore la plus faible stabilité des bulles qui ont tendance à éclater lors du cisaillement. Ainsi, la question du frottement de ce type de mousses est encore ouverte.

En reprenant l'exemple de la mousse de blanc d'oeuf, cela signifie qu'en ne modifiant que la fraction liquide d'une mousse alimentaire, il est possible de modifier les contraintes perçues. Dans le régime de collé-glissé, les contraintes varient entre 0.2 et 9.8 Pa, une différence qui est détectable par une langue humaine [134, 135]. Ainsi, il semble envisageable de modifier très finement la sensation en bouche d'un aliment moussé en ne modifiant aucun ingrédient, mais plutôt la taille des bulles ou la fraction liquide.

Cette application à l'industrie agro-alimentaire des trois régimes de frottement des mousses a été couverte dans Le Monde [136] et dans La Recherche [137].

Deuxième partie

Films et mousses en géométries confinées

Chapitre 7

Films et mousses en géométries confinées

Cette partie est consacrée à l'étude de mousses en géométrie confinée, elle est dans un état plus exploratoire que la partie précédente. Je présente en premier lieu un rapide état de l'art de la montée capillaire pour des fluides newtoniens puis pour des fluides à seuil. J'expose ensuite des expériences préliminaires d'effet du confinement sur les contraintes mesurées lors de l'introduction de lames dans des cuves de mousses. Ensuite, j'expose diverses expériences de montée capillaire de mousses. Puis, la question de la dissipation entre un film de savon unique et une paroi liquide nous a conduit à regarder l'écoulement d'une bulle unique mise en contact d'un tube lisse.

Une partie des résultats présentés ici ont été obtenus lors de stages au laboratoire. Noé Beserman est venu pour un mois dans le cadre de sa troisième année de licence de physique, Merlin Dupuy pour deux mois dans le cadre de sa troisième année de licence de physique appliquée et Alexis Commereuc pour six mois dans le cadre de sa seconde année de master de dynamique des fluides et énergétique.

7.1 Montée capillaire : État de l'art

Quand une interface liquide/air est mise au contact d'une surface solide, la forme de la ligne triple au contact entre le liquide, le gaz et le solide résulte de la compétition entre les forces gravitaires et capillaires. Si le solide en contact avec le fluide est une plaque, nous avons vu dans la section 1.5.1 qu'il se forme un ménisque de liquide dont la courbure est fixée par la longueur capillaire ℓ_c .

Si deux parois séparées d'une distance comparable à la longueur capillaire sont au contact du liquide, elles voient chacune une interface perturbée par le ménisque de l'autre plaque. Dans ce cas, la satisfaction des conditions de mouillage entraîne une montée ou une descente du fluide entre les deux plaques. Comme le cas des interfaces non mouillantes est moins fréquemment rencontré, ce phénomène conduit généralement à une élévation du liquide entre deux parois séparées d'une distance comparable à la longueur capillaire. Il est appelé *montée capillaire*.

Dans ce bref état de l'art, je présente la montée capillaire de fluides newtoniens et de fluides à seuil.

7.1.1 Montée capillaire de liquides newtoniens

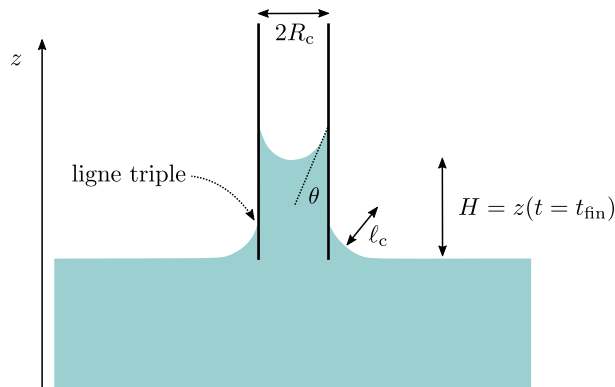


Figure 7.1 Montée capillaire Un capillaire rond de rayon R_c , représenté en noir, est plongé dans un liquide, représenté en vert. Le ménisque liquide se créant au bord des plaques a un rayon de courbure ℓ_c . À l'équilibre, le liquide s'élève d'une hauteur H entre les deux plaques. Le raccordement du liquide sur les plaques se fait avec un angle θ . Dans cette situation, le liquide mouille les plaques.

Dynamique de la montée capillaire

Lors de la montée du liquide, la force motrice est due aux effets capillaires. Elle est contrebalancée par le poids de la colonne de liquide montée dans le capillaire et par les forces visqueuses du liquide sur les parois. Nous choisissons ici de ne pas discuter les effets d'avancement de ligne triple, ni les effets de dissipation visqueuse supplémentaires à l'entrée du tube [138, 139]. Ainsi, l'équation du mouvement s'écrit

$$\frac{dm(t)\dot{z}}{dt} = 2\pi R_c \gamma \cos\theta - 8\pi\mu z\dot{z} - m(t)g. \quad (7.1)$$

Dans cette expression, les notations sont celles représentées sur la figure 7.1. Le point est utilisé pour noter une dérivée temporelle, cette convention sera conservée dans la suite de ce chapitre. L'axe z est orienté vers le haut et son origine est prise au niveau de l'interface liquide/air non perturbée loin du capillaire. L'expression des dissipations visqueuses est prise égale aux forces de frottement de Poiseuille dans un capillaire de section circulaire et de rayon R_c , pour cet exemple. Cette expression peut être remplacée aisément pour d'autres géométries. Le confinement et les vitesses faibles combinées font que les nombres de Reynolds de la montée capillaire sont toujours faibles, ce qui justifie l'utilisation de ce type de friction mais rien n'empêche une adaptation pour des cas extrêmes, en gravité réduite ou pour des fluides de viscosités négligeables. La masse $m(t) = \pi R_c^2 z(t)\rho$ de la colonne de fluide varie avec $z(t)$, sa hauteur.

Modèles asymptotiques de montée capillaire

La non linéarité de l'équation 7.1, combinée à sa divergence aux temps courts, rend son utilisation complexe. C'est pourquoi des expressions asymptotiques sont généralement utilisées pour décrire l'évolution de la montée capillaire au cours du temps. Elles sont particulièrement nombreuses. Dans l'ensemble des solutions asymptotiques

présentées dans la suite, les équations différentielles sont résolues avec comme conditions initiales $z(0) = 0$ et $\dot{z}(0) = 0$.

Aux temps très courts, peu de liquide est entré dans la colonne. Les effets gravitaires, qui varient comme le volume de liquide déjà monté sont très faibles. De manière similaire, la friction visqueuse, qui évolue linéairement avec la hauteur de liquide et avec sa vitesse toutes deux nulles au début de la montée capillaire, est aussi négligeable. En étudiant une évolution uniquement dictée par les effets inertiels et capillaires, Quéré [140] met en avant l'existence d'un premier régime asymptotique, que nous appelons *modèle inertiel* dans la suite de ce manuscrit et pour lequel la hauteur de liquide évolue linéairement au cours du temps

$$z = \sqrt{\frac{2\gamma \cos \theta}{\rho R_c} t}. \quad (7.2)$$

Pour des temps plus longs, l'influence de la viscosité devient non négligeable. En prenant en compte les effets inertiels, visqueux et capillaires, Bosanquet [141] montre l'existence d'un régime dans lequel l'évolution de la hauteur de liquide s'écrit

$$z = \sqrt{\frac{R_c \gamma \cos \theta}{2\mu} \left[t - \frac{R_c^2 \rho}{8\mu} \left(1 - e^{-\frac{8\mu}{R_c^2 \rho} t} \right) \right]}. \quad (7.3)$$

Si la viscosité est assez importante pour que les effets inertiels soient négligeables avant que la gravité n'entre en jeu, le régime de *Lucas-Washburn* [142, 143] dans lequel seules la viscosité et la capillarité sont prises en compte s'instaure

$$z = \sqrt{\frac{R_c \gamma \cos \theta t}{2\mu}}. \quad (7.4)$$

Dans ce régime, la variation de z se fait en racine du temps.

Enfin, quand le poids de la colonne de liquide devient comparable aux autres forces, l'équation qui prend en compte les forces capillaires, visqueuses et gravitaires, bien que complexe, possède toujours une solution analytique exprimée implicitement par Washburn [143] puis explicitement par Fries et Dreyer [144]

$$z = \frac{2\gamma \cos \theta}{R_c \rho g} \left[1 + W \left(-e^{-1-t \frac{\rho^2 g^2 R_c^3}{16\mu \cos \theta}} \right) \right]. \quad (7.5)$$

Dans cette dernière équation, seuls les effets inertiels sont négligés. La fonction $W(X)$ est la branche principale de la fonction de Lambert. Dans un autre de leurs articles, Fries et Dreyer [145] donnent une estimation des temps entre lesquels chacun des régimes asymptotiques sont pertinents en comparant les rapports de chacun des termes de force.

L'équation 7.5 n'est valide que pour les capillaires ronds. La complexité de son expression rend l'extension de l'équation 7.1 pour d'autres géométries, formes de frictions, ou ajout d'autres termes très complexe. C'est pourquoi nous proposons dans la suite de ce chapitre une méthode de résolution numérique très simple de l'ensemble de l'équation 7.1, voir section 7.2. Nous l'appliquons ici au cas d'un capillaire rond pour comparaison avec les différents modèles asymptotiques présentés.

Hauteur à la fin de la montée capillaire

En régime stationnaire, l'équation 7.1 permet de prédire la hauteur H de la colonne de liquide à l'équilibre. En conservant la condition initiale $z(0) = 0$ nous trouvons

$$H = \frac{2\gamma \cos \theta}{\rho g R_c}. \quad (7.6)$$

Cette équation est généralement appelée *loi de Jurin*. Le fait que H varie comme l'inverse du rayon du capillaire, qui diverge pour des rayons très petits, rend cette manifestation de la capillarité particulièrement spectaculaire. Par exemple, pour de l'eau dans un capillaire de 0.1 mm de rayon et en condition de mouillage total, H vaut environ 15 cm.

Pour les fluides à seuil, qui nous intéressent tout particulièrement dans ce manuscrit, la montée capillaire est beaucoup moins étudiée.

7.1.2 Montée capillaire de fluides à seuil

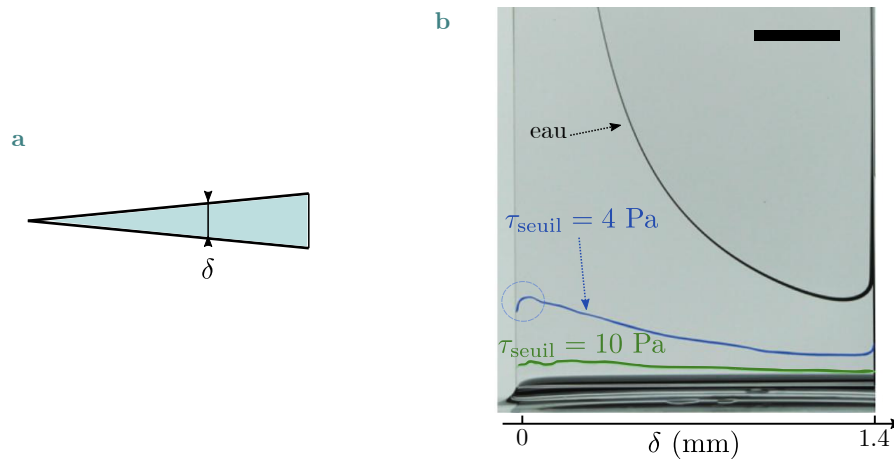


Figure 7.2 Montée capillaire de solutions de Carbopol Cette figure est extraite et adaptée du travail de Géraud *et al.* [146] **a** Représentation schématique des plaques en verre, dessinées en noir et vues du dessus. Elles sont séparées d'une distance δ qui est nulle à gauche et qui vaut 1.4 mm à droite. Le fluide à seuil est représenté en vert. **b** Photomontage de l'allure de l'interface à la fin de la montée capillaire pour trois fluides différents : de l'eau et deux solutions de Carbopol de contrainte seuil $\tau_{\text{seuil}} = 4$ et 10 Pa. Les plaques sont de rugosité $20 \mu\text{m}$. La barre d'échelle mesure 1 cm.

La question de la montée capillaire de fluides à seuil n'a à ma connaissance été étudiée que par Géraud *et al.* [146]. Dans leur expérience, les auteurs observent la montée de solutions de Carbopol entre deux plaques en verre sablées de manière à avoir une rugosité de $20 \mu\text{m}$, ce qui correspond à vingt fois la taille caractéristique des blobs de la solution de Carbopol. Les plaques forment un coin, voir figure 7.2a.

La montée capillaire est très lente, avec un temps caractéristique avant d'atteindre l'équilibre de quelques heures. Les auteurs montrent que la hauteur finale atteinte par les solutions est bien décrite par une loi de Jurin modifiée

$$H_{\text{seuil}} = \frac{\gamma \cos \theta}{\frac{\rho g \delta}{2} \pm \tau_{\text{seuil}}} \quad (7.7)$$

Dans cette équation, le signe + correspond à la situation où les plaques sont initialement vides puis mises en contact avec le bain de fluide. Le signe – correspond à la situation où les plaques sont initialement remplies de la solution de Carbopol et le système se vide au contact du bain. Dans le second cas, cette équation n'est valide que si $\tau_{\text{seuil}} < \rho g \delta / 2$. Si cette condition n'est pas satisfaite, le fluide à seuil ne s'écoule pas et reste bloqué entre les deux plaques.

Cette nouvelle hauteur présente des caractéristiques très différentes de ce qui est observé pour les fluides newtoniens. La hauteur finale atteinte dépend des conditions initiales, cette propriété est traduite par le changement de signe dans l'équation 7.7. Pour des contraintes seuil élevées en comparaison du terme du poids, la hauteur finale atteinte par le fluide est très peu sensible au confinement, voir courbe verte sur la figure 7.2b. Cette hauteur ne diverge pas pour des δ très petits comme c'est le cas pour les fluides sans seuil. Une autre phénomène intéressant est souligné dans la même étude. Lorsque la montée capillaire se fait entre des plaques moins rugueuses, Géraud *et al.* observent une plus grande hauteur finale pour une même solution de Carbopol. Cette différence est due à des glissements plus importants.

Dans la suite de ce chapitre, je présenterai des expériences préliminaires de montée capillaire de mousses, qui s'inspirent de cette étude, mais la section suivante est une étude numérique de l'équation de la montée capillaire pour des fluides newtoniens.

7.2 Résolution numérique de la dynamique de la montée capillaire de fluides newtoniens

La résolution numérique présentée dans cette section a été réalisée avec Alexis Commereuc lors de son stage au laboratoire, en continuation des idées développées lors du stage de Merlin Dupuy.

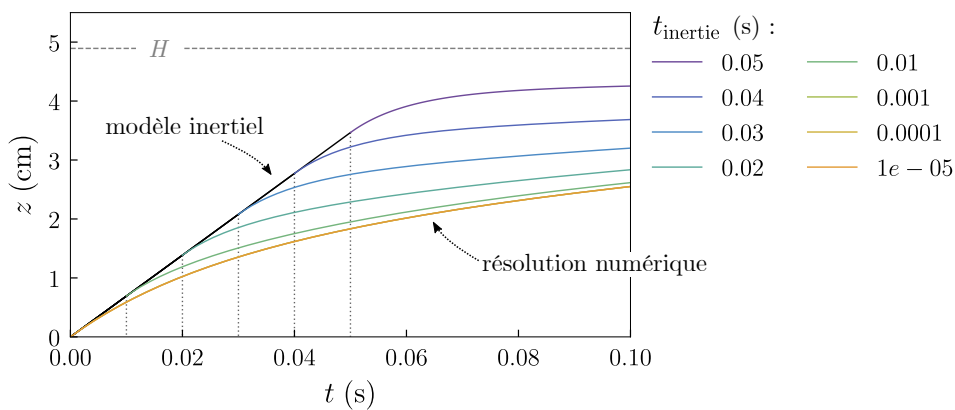


Figure 7.3 Résolution numérique de la montée capillaire pour un fluide newtonien Pour un liquide de tension de surface $\gamma = 72$ mN/m, de densité $\rho = 10^3$ kg/m³, de viscosité $\mu = 1$ mPa · s et totalement mouillant $\theta = 0$ dans un capillaire de diamètre $2R_c = 3$ mm. La hauteur finale prédite par la loi de Jurin H est indiquée à l'aide de la ligne grise horizontale en pointillés. Les différentes courbes représentent les résolutions numériques de l'équation 7.1 pour divers temps d'initialisation t_{inertie} . Les lignes noires superposées correspondent au modèle inertiel, utilisé pour initialiser les résolutions numériques entre les temps 0 et t_{inertie} .

Nous avons vu dans la section 7.1.1 que la dynamique de la montée capillaire d'un liquide newtonien s'écrit suivant l'équation 7.1 rappelée ici

$$\frac{dm(t)\dot{z}}{dt} = 2\pi R_c \gamma \cos(\theta) - 8\pi\mu z\dot{z} - m(t)g. \quad (7.1)$$

Dans cette équation, la masse de liquide m dépend de la hauteur de fluide z . En remplaçant la masse $m(t) = \pi R_c^2 z(t)\rho$ par son expression en fonction de z , l'équation s'écrit

$$\dot{z}^2 + z\ddot{z} = \frac{2\gamma \cos(\theta)}{\rho R_c} - \frac{8\mu}{\rho R_c^2} z\dot{z} - gz. \quad (7.8)$$

En isolant la dérivée seconde de z , on obtient l'équation à résoudre

$$\ddot{z} = 2\frac{\gamma \cos(\theta)}{\rho R_c z} - 8\mu \frac{\dot{z}}{\rho R_c^2} - g - \frac{\dot{z}^2}{z}. \quad (7.9)$$

Il reste alors à déterminer les conditions initiales. Or cette équation diverge au début de la montée capillaire, quand $z = 0$. Pour contourner ce problème, nous mettons à profit le fait qu'au début de la montée capillaire, l'inertie et les forces capillaires sont prédominantes. En effet, le poids qui est proportionnel à la hauteur de liquide dans la colonne est négligeable pour des hauteurs très faibles et les forces de friction visqueuses, proportionnelles à l'aire de contact entre le fluide et le capillaire sont aussi très faibles. Ainsi, le début de la montée capillaire est bien décrit par l'équation du modèle inertiel

$$\rho R_c (\dot{z}^2 + z\ddot{z}) = 2\gamma \cos \theta \quad (7.10)$$

qui se résout analytiquement avec les conditions initiales $z(t = 0) = 0$ et $V(t = 0) = 0$

$$z = \sqrt{\frac{2\gamma \cos \theta}{\rho R_c}} t. \quad (7.2)$$

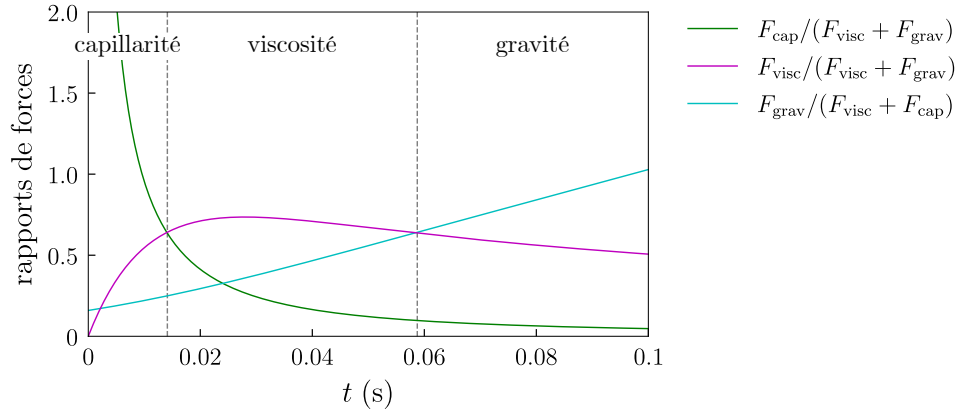


Figure 7.4 Régions de forces dominantes au cours de la montée capillaire Cette figure utilise le résultat de la résolution numérique pour $t_{\text{inertie}} = 10^{-5}$ s et le même liquide que celui de la figure 7.3. Les trois forces ont une contribution dominante au cours du temps. Au début de la montée, la dynamique est gouvernée par la force capillaire, puis la friction visqueuse devient plus importante. Enfin, la gravité finit par être dominante.

Ensuite, l'équation 7.1 est résolue numériquement à l'aide de la fonction `odeint` de la bibliothèque python SciPy dans sa version 1.5.0. Le résultat de cette résolution est représenté pour différents temps t_{inertie} sur la figure 7.3. Le modèle inertiel, utilisé

pour initialiser les résolutions numériques, est représenté en noir. L'évolution linéaire en fonction du temps de l'équation 7.2 est facilement visible. Ensuite, entre le temps t_{inertie} et t , les différentes courbes de couleur représentent les résolutions numériques de l'équation 7.1 avec les conditions initiales fournies par l'équation 7.2

$$z(t = t_{\text{inertie}}) = \sqrt{\frac{2\gamma \cos \theta}{\rho R_c}} t_{\text{inertie}} \quad (7.11)$$

et

$$V(t = t_{\text{inertie}}) = \sqrt{\frac{2\gamma \cos \theta}{\rho R_c}}. \quad (7.12)$$

Sur la figure 7.3, il apparaît que les différentes solutions fournies par différents choix de temps sur lesquels appliquer le modèle inertiel t_{inertie} convergent quand le temps tend vers des valeurs très petites. Par exemple, les courbes correspondant aux temps 10^{-4} et 10^{-5} s sont confondues sur cette figure. De manière empirique, nous choisissons de fixer t_{inertie} comme le temps en dessous duquel les variations entre deux résolutions analytiques successives sont en tout point inférieures à 1 % de la valeur totale. Cette définition fixe la valeur de t_{inertie} à 10^{-5} s.

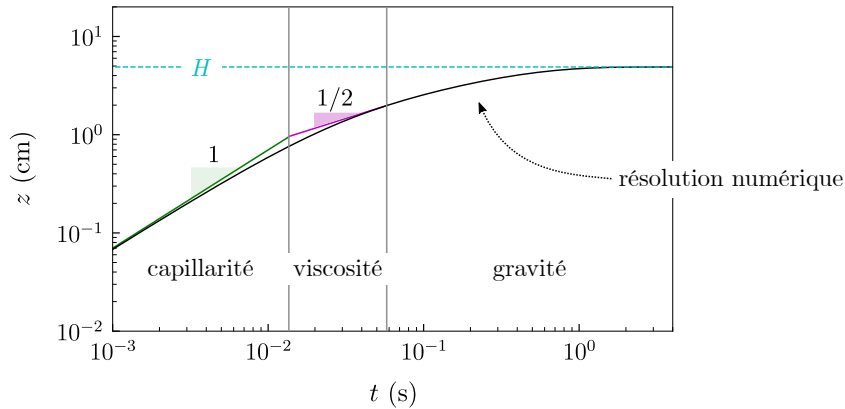


Figure 7.5 Comparaison entre la résolution numérique de la montée capillaire et les solutions asymptotiques usuelles La résolution numérique de l'équation 7.1 en prenant $t_{\text{inertie}} = 10^{-5}$ s est représentée par la ligne solide noire. Le liquide est le même que sur les figures 7.3 et 7.4. Les régions où les différentes forces sont dominantes sont séparées par une ligne verticale, aux mêmes valeurs que sur la figure 7.4. Les lignes verte et rose sont de pente 1 et 1/2, respectivement et sont des guides pour les yeux. La ligne turquoise horizontale en pointillés représente H la hauteur finale de la montée capillaire, telle que donnée par la loi de Jurin.

Pour vérifier la pertinence de l'application du modèle d'inertie sur ce temps, nous utilisons la connaissance de l'évolution de z en fonction de t pour l'injecter dans les expressions des différentes forces. Cela nous permet d'évaluer les contributions respectives des forces capillaires, visqueuses et gravitaires au cours du temps. Sur la figure 7.4, il apparaît que la contribution des forces de capillarité est dominante pour les temps inférieurs à 0.014 s pour ce fluide. Le rapport de la force capillaire sur la somme des deux autres forces diverge pour des temps très courts, jusqu'à valoir environ 10^6 pour le temps $t_{\text{inertie}} = 10^{-5}$ s que nous avons choisi lors de la résolution

numérique de l'équation de la montée capillaire dynamique. Notre approximation est donc très justifiée.

Sur la figure 7.5, la résolution numérique de l'équation 7.1 est représentée. Le régime asymptotique associé à la région où la force capillaire est dominante est le modèle d'inertie, voir équation 7.2. Dans cette région, il est attendu que la hauteur de liquide z soit linéaire en temps. Dans la région où la viscosité est le mécanisme dominant, le régime asymptotique attendu est le modèle de Lucas-Washburn dans lequel la hauteur z varie comme la racine du temps, voir équation 7.4. Pour ce fluide particulier, la faible viscosité fait que le modèle de Lucas-Washburn n'est pas pertinent très longtemps. Ces deux comportements asymptotiques sont bien retrouvés par la résolution numérique, voir les droites de pente 1 et 1/2 sur la figure 7.5.

Enfin, dans la région où la gravité domine, la hauteur tend vers la hauteur finale H prévue par la loi de Jurin. Il n'y a pas d'écart significatif entre la prédiction H et la valeur finale obtenue par la résolution numérique. Cela signifie que le pas de temps adopté, de 4×10^{-5} s pour cette figure est suffisamment petit.

La résolution numérique présentée ici n'a à notre connaissance pas été réalisée précédemment. Elle est en accord avec les régimes asymptotiques usuellement utilisés pour décrire la montée capillaire de fluides newtoniens. À terme, nous souhaiterions l'exploiter pour étendre les modèles de montée capillaires pour des liquides complexes, tels que la mousse.

7.3 Expériences préliminaires de mousses confinées

Dans cette section, l'expérience de plongée de deux lames parallèles dans une mousse a été réalisée par Noé Beserman.

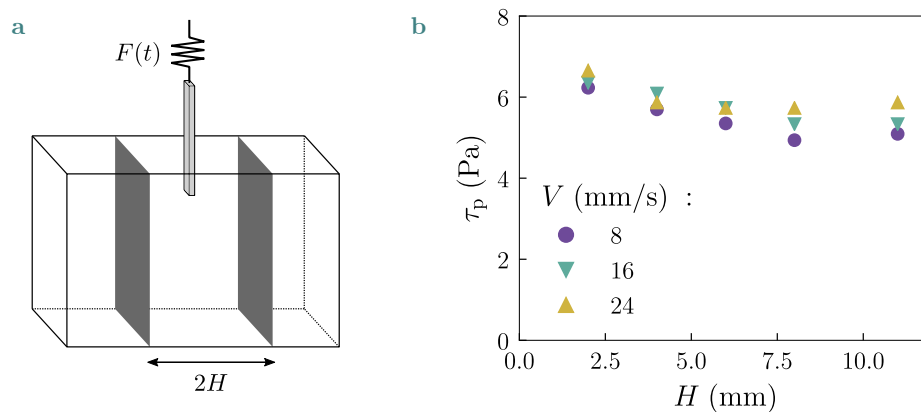


Figure 7.6 Expériences préliminaires de frottement de mousses en géométrie confinée

Deux murs en plexiglass lisses espacés d'une distance $2H$ sont plongés dans une cuve de dimension $22 \times 12 \times 6$ cm conçue spécialement pour cette expérience. La fraction liquide moyenne sur la lame totalement immergée est de $\varphi_\ell = 0.4$ %. Le rayon des bulles vaut $R = 0.7$ mm. La lame est rugueuse sur ses deux faces, avec une taille de rugosité $a = 0.125$ mm qui est gardée constante pour cette expérience. **a** Représentation schématique du dispositif expérimental. La lame est introduite verticalement dans la mousse au milieu des deux murs. **b** Contrainte lors de l'introduction des lames τ_p en fonction de la demi distance entre les murs. Les différents symboles et couleurs correspondent aux vitesses d'introduction des lames.

Après avoir étudié l'importance des rugosités sur le frottement de mousses, nous

avons souhaité observer plus en détail l'influence du confinement de la mousse sur les contraintes exercées sur une plaque en mouvement. L'expérience préliminaire présentée sur la figure 7.6a consiste à introduire une lame dont les deux faces sont rugueuses entre deux murs lisses dont l'écartement $2H$ est variable. Cette expérience est dans le régime d'ancrage des bulles, dans lequel les bulles ne glissent pas sur les surfaces. Les dissipations ont alors plutôt lieu dans le volume de la mousse. Il y apparaît que pour des murs plus proches, la contrainte mesurée est plus grande. L'amplitude de la variation que nous observons est de l'ordre de 1 Pa. Cet effet a tendance à disparaître quand la lame est à 10 cm de la paroi de la cuve, voir figure 7.6b. C'est une distance très grande par rapport à la distance sur laquelle la mousse est cisailée λ_- , qui mesure environ 10 mm pour ce type d'expériences, voir section 5.3.5. Cela correspond à une distance d'environ 70 couches de bulles.

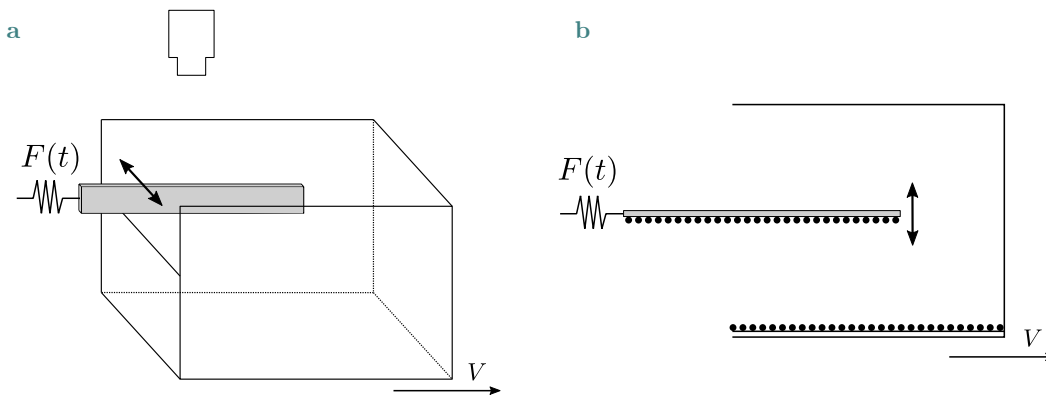


Figure 7.7 **Expérience pour l'étude de l'impact du confinement sur les contraintes et l'induction de mousse** Dans cette expérience, les lames fixées sur le capteur de force sont immobiles. La caméra au dessus du dispositif est aussi immobile. La cuve de mousse est fixée sur deux platines de translation. La première platine permet de déplacer la cuve dans la direction longitudinale à la lame à la vitesse V . La seconde déplace la cuve dans la direction transverse à la lame et permet de modifier la distance entre la lame et la paroi rugueuse amovible. **a** Schéma en perspective du dispositif expérimental. **b** Vue de dessus, telle qu'apparaissant sur les images capturées par la caméra. La paroi rugueuse sur la cuve est amovible.

D'autre part, les analyses d'écoulements de fluides à seuil prévoient une évolution de la longueur cisailée dans la mousse λ_- avec le confinement H , voir section 1.5.2 [113, 114]. Pour étudier ces effets plus en détail, nous avons mis en place deux dispositifs expérimentaux. Le premier dispositif, représenté sur la figure 7.7, a été conçu pour étudier à la fois l'impact du confinement sur les forces mesurées et sur l'épaisseur de mousse déposée à la fin de l'extraction des lames. Dans une cuve de dimensions $18 \times 12.5 \times 12.5$ cm, une lame est plongée horizontalement dans la mousse avec sa tranche tournée vers le sol. La force exercée par la mousse sur la lame est enregistrée à l'aide du capteur de force bi-lame présenté dans la section 2.6. Une des parois de la cuve est amovible et rugueuse. La cuve peut se déplacer suivant deux axes, de manière à pouvoir changer le confinement de la mousse et à pouvoir imposer un cisaillement à différentes vitesses, voir figure 7.7. Dans la même expérience, une caméra reste fixe dans le référentiel de la lame et permet de visualiser le cisaillement dans la mousse autour de la lame ainsi que la formation du dépôt de mousse au cours de l'extraction, de manière similaire à ce qui est décrit en section 2.7.2. Cette expérience est maintenant complètement fonctionnelle mais la campagne de mesures prévue pour le

stage d'Alexis Commereuc n'a pas pu se faire¹.

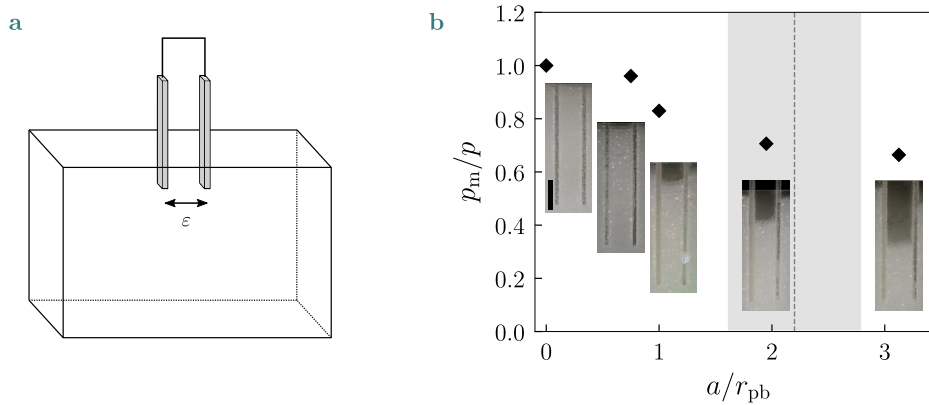


Figure 7.8 Expérience de plongée de deux lames parallèles dans une mousse **a** Dans cette expérience, deux lames parallèles rugueuses séparées de la distance $\varepsilon = 7 \pm 1$ mm sont plongées dans une mousse de rayon de bulles $R = 0.7$ mm et de fraction liquide $\varphi_\ell = 0.13 \pm 0.07$ %. La cuve mesure $20 \times 16 \times 8$ cm. Les lames sont plongées de $p = 40$ mm dans la mousse à 5 mm/s. Le système relaxe ensuite pendant 10 s. **b** Après la relaxation, une photographie des lames est prise (Nikon D60 avec un objectif de 105 mm) quand elles sont totalement insérées dans la mousse, qui apparaît en blanc. La barre d'échelle mesure 1 cm. Sur les dernières photographies, nous constatons que l'espace entre les plaques n'est pas totalement rempli de mousse. Le rapport de la position atteinte par la mousse entre les lames p_m et de la position finale p est tracé en fonction du rapport a/r_{pb} . Ce rapport vaut 1 quand la totalité de l'espace entre les lames est remplie de mousse et a une valeur inférieure quand la mousse n'est pas totalement entrée entre les lames. La ligne grise verticale en pointillés marque la limite $\tilde{a} = 1$, qui sépare les régimes de frottement par collé-glisé et d'ancrage des bulles, la zone grise représente l'incertitude sur la valeur de \tilde{a} inhérente aux différences de fraction liquide entre le haut et le bas des plaques.

Le second dispositif est présenté sur la figure 7.8a et a été utilisé par Noé Beserman lors de son stage au laboratoire. Deux lames parallèles espacées d'une distance ε et de même rugosité sont plongées verticalement dans des mousses de fraction liquide contrôlée. La figure 7.8b présente un des résultats obtenus par Noé. Dans cette expérience, l'espacement ε entre les deux lames est constant et vaut 7 ± 1 mm. La mousse n'est pas changée, elle a un rayon de bulles $R = 0.7$ mm et une fraction liquide de $\varphi_\ell = 0.13 \pm 0.07$ %. La grande incertitude sur la fraction liquide est due à l'orientation verticale. Le rapport de la position de la mousse entre les lames p_m et de la position imposée aux lames p est tracé en fonction du rapport a/r_{pb} . Quand la mousse est au même niveau que l'interface mousse/air non perturbée, ce rapport vaut 1 . Si la mousse entre les lames était au dessus du niveau non perturbé de l'interface, le rapport p_m/p serait supérieur à 1 et dans le cas contraire il est inférieur à 1 .

Il apparaît sur la figure 7.8b que plus le rapport a/r_{pb} est grand moins la mousse, qui est blanche sur les photographies, peut entrer entre les lames. De plus, le rapport p_m/p est toujours inférieur à 1 . Ce comportement est normalement attribué aux fluides non mouillants, ce qui n'est pas le cas de la mousse sur une surface en verre. Ici, la contrainte seuil de la mousse ne permet pas aux bulles de rentrer entre les plaques.

1. Le confinement dû à la pandémie de Covid19 qui a eu lieu de mars à juin 2020 s'est produit pendant la période prévue pour cette expérience. Néanmoins, ce dispositif expérimental très prometteur sera utilisé dans la suite du projet.

Cette même contrainte seuil rend la forme de l'interface de mousse plus complexe à caractériser : elle dépend de l'histoire des perturbations. Par exemple, si une petite bosse de mousse est formée, elle ne va pas s'étaler. Cependant, dans la section 4.3.1 une déformation de l'interface mousse/air était observée sur environ 5 mm quand une unique plaque est mise en contact avec la mousse. Cela signifie que pour un écart de 7 mm entre les deux lames nous aurions pu nous attendre à ce que la montée capillaire ait lieu. Ce n'est pas le cas et c'est intrigant.

De plus, dans leurs études de montée capillaire de fluides à seuil, Géraud *et al.* décrivent la montée dans le régime sans glissement de leurs solutions, qui correspond au régime d'ancrage et à $\tilde{a} > 1$ pour les mousses et au dernier point à droite sur la figure 7.8b. Pour les mousses, dont la densité est très faible – typiquement 2 kg/m^3 –, seul le régime dans lequel la montée capillaire est peu dépendante de la distance entre les plaques – ϵ ici, δ dans l'étude de Géraud *et al.* – est pertinent. La hauteur prédite par leur expression modifiée de la loi de Jurin pour ce dernier point est de 9 cm au dessus du niveau de la mousse. Or nous observons que la mousse ne parvient même pas à entrer entre les lames ! Nous attribuons cette différence à des effets de dissipation supplémentaires à l'entrée des lames, d'amplitude supérieure à la contrainte seuil de la mousse.

La section suivante présente des expériences de montée capillaire de mousses entre des parois lisses dans lesquelles ces questions de dissipation vont à nouveau se poser.

7.4 Résultats préliminaires de montée de mousses dans des géométries capillaires

Les expériences de cette section ont été réalisées par Merlin Dupuy.

L'équation de Jurin adaptée aux fluides à seuil proposée par Géraud n'est valide que sur des surfaces assez rugueuses pour qu'il n'y ait pas de glissement, ce qui correspond au régime $\tilde{a} > 1$ pour le cas des mousses. Nous avons vu dans la section précédente qu'il n'y a pas de montée capillaire des mousses sur des lames rugueuses.

Dans le cas d'une mousse en contact avec une surface lisse, nous avons vu que les dissipations sur les parois s'annulent à vitesse nulle. Nous pouvons alors écrire, une application numérique naïve de la hauteur finale attendue prévue par la loi de Jurin. Cela donne, pour un capillaire de rayon 5 mm et une mousse de densité 2 kg/m^3 correspondant à une fraction liquide de 1 %, une hauteur finale $H = 50 \text{ cm}$. Ce résultat très grand – pour de l'eau dans un capillaire de même rayon, H vaut environ 1.5 cm – est en majeure partie dû à la faible densité des mousses, principalement composées d'air.

C'est pour étudier la validité de cette rapide application numérique qui ne prend en compte aucun effet de la contrainte seuil de la mousse que nous présentons quelques résultats préliminaires de montée capillaire de mousses sur des surfaces lisses dans cette section.

7.4.1 Montée capillaire de mousses entre deux plaques

La mousse est produite dans une cuve de dimensions $20 \times 16 \times 8 \text{ cm}$ remplie de la solution savonneuse décrite en section 2.3.1 jusqu'à 4 cm du bord. À cette hauteur, la mousse a une fraction liquide de 2 %. La mousse est générée de la même manière

que dans le reste du manuscrit. Le rayon des bulles vaut $R = 0.7$ mm. Ensuite, les plaques en verre sont trempées dans la solution savonneuse pour créer un film liquide le long des parois. Puis, les plaques sont mises au contact de la mousse. L'évolution de la montée est filmée (caméra Ueye UI-3240 et objectif Pentax 25 mm).

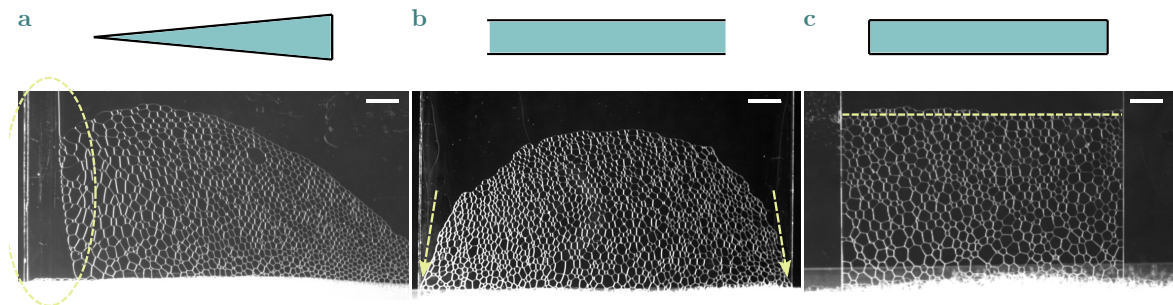


Figure 7.9 Montée capillaire de mousses entre deux plaques Le schéma au dessus de chaque sous-figure est une vue du dessus. Les plaques sont en noir et la mousse en vert. Sur les photographies, les films de savon apparaissent en blanc. Les barres d'échelle mesurent 1 cm. **a** Les deux plaques se touchent à gauche et sont séparées de $\delta = 1$ mm à droite. L'ellipse jaune souligne le comportement du fluide dans la partie la plus fine de la cellule. Le bord des plaques est presque confondu avec le bord de la photographie, sur environ deux centimètres de large une colonne de liquide est aspirée hors de la mousse. Les bulles au contact de la région emplie de liquide sont visiblement plus rondes, ce qui traduit le fait que la fraction liquide de la mousse est localement plus grande. **b** Les deux plaques sont parallèles et espacées de 1 mm. Il n'y a pas de jonction entre les plaques. La flèche jaune pointe vers le bord des plaques, où la mousse ne monte pas. **c** Montée capillaire dans une cellule de section rectangulaire de dimensions 85×2 mm. Le front de la montée de la mousse est plat.

En suivant l'exemple de l'étude de Germain *et al.*, nous explorons d'abord la montée capillaire de mousses dans des plaques qui forment un coin, voir figure 7.9a. Nous pourrions penser ici que la mousse n'est pas monodisperse car les bulles dans la partie la plus fine de la colonne ont une aire apparente plus grande, mais c'est uniquement dû au fait qu'elles sont plus écrasées. Dans cette situation, un phénomène inattendu se produit. Dans la partie la plus fine du coin, le liquide est aspiré hors de la mousse et présente un profil de montée similaire à ce que l'on attendrait pour une montée de fluide sans seuil. Au contact de cette colonne, la mousse monte aussi. Elle présente un profil similaire à ce qui était visible pour la montée de la solution de Carbopol de faible contrainte seuil. La hauteur de mousse ne diverge pas pour des épaisseurs infiniment faibles. Elle présente une petite bosse comme celle entourée en bleu sur la figure 7.2b. Les bulles au contact du liquide aspiré hors de la mousse sont plus rondes et plus humides, voir figure 7.9a. Comme la friction d'une mousse sur une paroi lisse dépend de la fraction liquide, cela rend l'étude de la montée capillaire dans cette géométrie particulièrement complexe. C'est pourquoi nous explorons d'autres géométries.

Nous remarquons qu'entre des plaques espacées d'une distance δ constante, si aucune paroi n'est ajoutée sur les côtés, la mousse ne monte pas sur les bords du profil, voir figure 7.9b. C'est certainement ce qui explique l'absence de montée capillaire pour le premier point de la figure 7.8b. Si par contre nous étudions la montée capillaire dans une cellule de section rectangulaire, le profil de la montée de la mousse est plat avec des écarts à l'horizontalité plus faibles que la taille d'une bulle, voir figure 7.9c.

Sur la figure 7.10, deux montées de mousse dans des cellules de section rectangu-

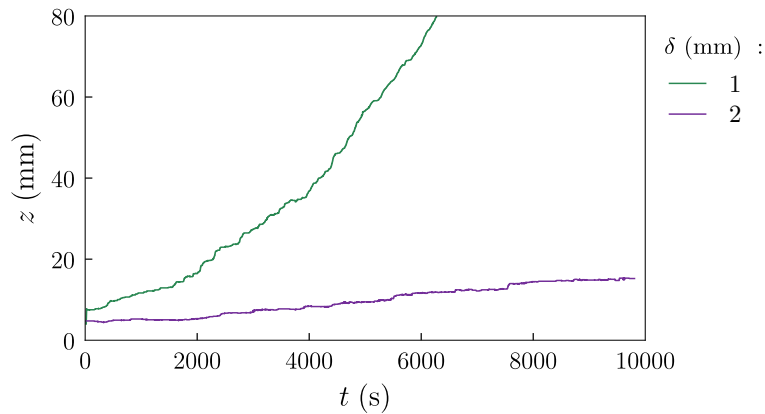


Figure 7.10 Montée de la mousse dans deux cellules rectangulaires Les deux courbes correspondent à deux épaisseurs δ différentes de cellules de section rectangulaire. La hauteur z a pour origine la surface de la mousse. Le début des montées est très rapide et la fréquence d’acquisition des montées fait que les premiers points apparaissent pour $z > 0$.

laire sont présentées. L’épaisseur de la cellule a une influence drastique sur la hauteur finale atteinte par les mousses. Par exemple, la mousse comprise dans la cellule de 1 mm d’épaisseur est passée par dessus le bord supérieur des plaques. Comme nous n’avons pas de lames de microscope plus grandes, la section suivante traite des expériences de montée capillaire de mousses dans des tubes de section carrée qui nous permettent de varier plus aisément les paramètres expérimentaux.

7.4.2 Montée capillaire de mousses dans des tubes de section carrée

Le dispositif expérimental est exactement le même que dans la section précédente. Les tubes de section carrée sont mis au contact des mousses et les enregistrements sont traités à l’aide d’un script en python qui trace le profil de la montée de la mousse après avoir appliqué un seuil aux images. Le contraste est suffisant pour que la mesure ne dépende pas de la méthode de seuillage, voir figures 7.11a et 7.12a.

Quand les capillaires sont au contact de la mousse, deux comportements distincts sont visibles. Soit le côté des capillaires est plus grand que le rayon des bulles et la mousse monte entre les parois du capillaire, soit le côté des capillaires est inférieur au rayon des bulles et les films de savon montent un à un, voir figures 7.11a et 7.12a.

Dans le cas des capillaires de plus grande section, les mousses montent de quelques millimètres. Cette montée n’est absolument pas comparable aux valeurs centimétriques attendues en appliquant la loi de Jurin, voir figure 7.11b. Par exemple, pour la courbe verte correspondant au capillaire de 5 mm de côté, la montée n’atteint que environ 3 mm alors que la valeur attendue devrait être de 50 cm. En comparant la hauteur finale atteinte dans le capillaire de 2 mm de côté, en rouge sur la figure 7.11b et pour un écartement similaire entre deux plaques, en violet sur la figure 7.10 il apparaît que la hauteur atteinte est similaire. Les effets des coins du capillaire de section carrée n’influencent pas significativement la montée de la mousse. En observant de plus près la courbe la plus basse de la figure 7.11b, qui correspond au tube le plus large, il apparaît que le niveau de mousse décroît au cours du temps. Cette décroissance est due à la disparition des bulles qui éclatent à l’interface entre la mousse et l’air. Ce phénomène se produit dans tous les tubes, mais le taux de remplacement de la mousse n’est pas le même. Ainsi, pour les capillaires les plus fins,

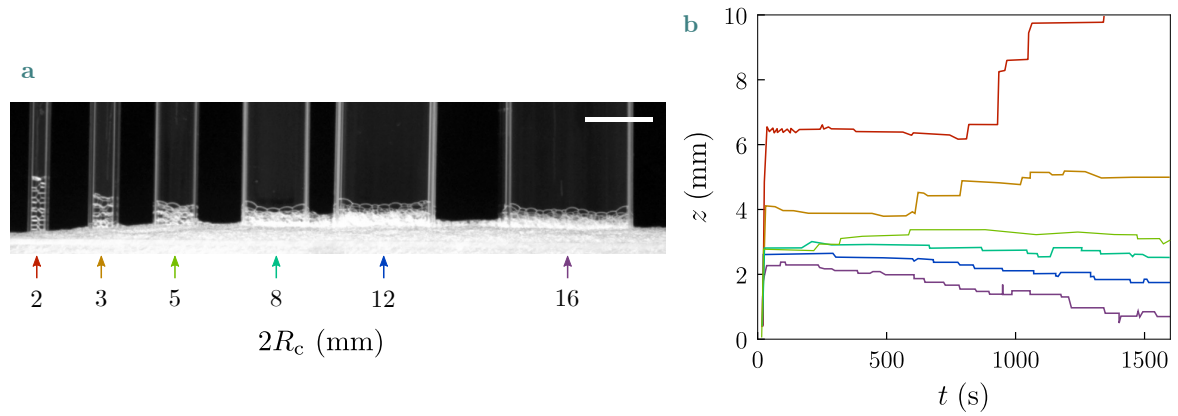


Figure 7.11 Montée de mousse dans des tubes de taille caractéristique supérieure au rayon d'une bulle **a** Photographie des capillaires environ 500 s après le contact entre les tubes et la mousse. La barre d'échelle mesure 1 cm. **b** Hauteur de mousse dans les capillaires z au cours du temps t . Le code couleur est indiqué sur la partie gauche de la figure. La mousse monte plus haut dans les capillaires les plus fins. Dans le plus gros des tubes, représenté en violet, le niveau de mousse baisse au cours du temps pour les temps longs. Ce phénomène est dû à l'éclatement des bulles de savon.

le taux de croissance de la colonne de mousse est plus important que le taux auquel les bulles éclatent. Pour les hauteurs intermédiaires, la mousse qui éclate en haut du tube est remplacée à peu près au même rythme que la montée capillaire. Ce phénomène dure pendant quelques minutes jusqu'à ce qu'il n'y ait plus de mousse en bas du tube. Parmi les projets pour continuer à étudier la montée capillaire de mousses, nous envisageons de concevoir une expérience en atmosphère saturée d'eau afin de ralentir l'évaporation de la mousse et de diminuer les phénomènes de vieillissement de la mousse.

Dans le cas des capillaires dont le côté est plus petit que le rayon des bulles, les films de savon montent un à un dans les capillaires. Sur la figure 7.12b, qui présente la hauteur du film de savon le plus élevé z au cours du temps t , les courbes présentent une forme en escalier. C'est dû au fait que les bulles montent une à une dans les capillaires. Nous remarquons d'ailleurs que les données se regroupent sur une courbe maîtresse quand nous traçons le volume de mousse monté dans chaque capillaire $V_{\text{mousse}} = 4zR_c^2$ au cours du temps, voir figure 7.12c. Cela nous pousse à penser que le moteur de la montée observée n'est plus la capillarité, qui ne peut pas expliquer un tel comportement, mais plutôt le changement de configuration entre mousse en trois dimensions et mousse bambou – la désignation d'un empilement de films de savon plans dans un tube. En effet, chacune des bulles de la mousse est en surpression par rapport à l'atmosphère du fait de la pression Laplace alors que dans le tube les films sont plans, voir figure 7.12a, ce qui signifie que les bulles entrées dans les tubes sont à l'équilibre de pression avec l'atmosphère. En l'état, ce modèle où la pression de Laplace dans la mousse pousse les bulles à monter une à une dans les capillaires prévoit une montée infinie tant que le réservoir de mousse peut offrir des bulles. Ce n'est pourtant pas ce que l'on observe sur la figure 7.12c. La montée des bulles est donc ralentie par le frottement des films de savon sur les parois des tubes. Ainsi, nous montrons que la montée capillaire de mousses pourrait comporter un ingrédient inattendu. Pour mieux caractériser ce phénomène, dans la section suivante, nous étudions un système simplifié dans lequel une unique bulle est au contact d'un tube

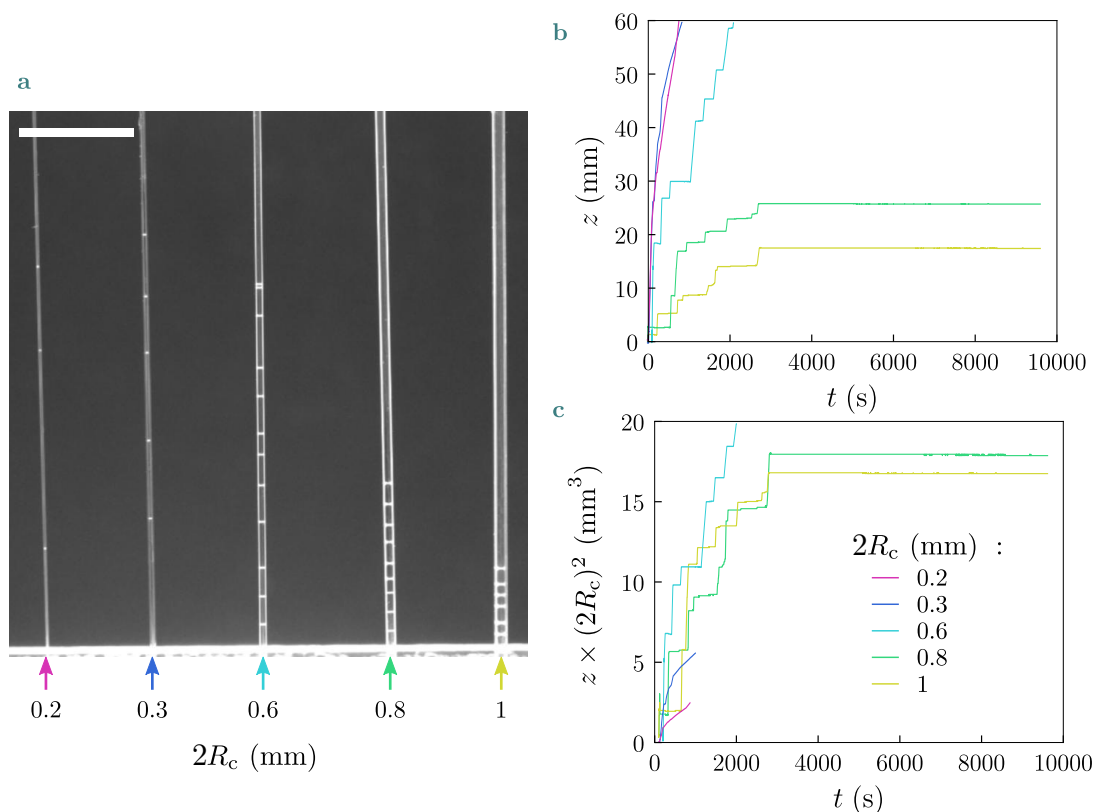


Figure 7.12 Montée de mousse dans des tubes de taille inférieure à la taille des bulles **a** Photographie des capillaires environ 1000 s après le contact entre la mousse et les capillaires. Le bac de mousse est visible en bas. La barre d'échelle mesure 1 cm. **b** Hauteur z atteinte par les films de savon dans les capillaires au cours du temps. Les correspondances entre couleurs et taille des capillaires sont les mêmes dans les trois sous figures de ce montage. **c** Volume de mousse V_{mousse} monté dans les capillaires au cours du temps.

dans lequel elle entre sous l'effet de la pression de Laplace.

En conclusion, lors de la montée capillaire de mousse, nous identifions différents régimes de montée des bulles qui apparaissent car la taille caractéristique des capillaires est comparable à la taille des bulles. Pour mieux comprendre ce qu'il se passe quand les bulles et les capillaires sont de taille caractéristique comparable, nous observons la vidange d'une unique bulle dans des tubes lisses.

7.5 Vidange d'une bulle de savon dans un tube lisse

L'expérience présentée dans cette section a été réalisée par Alexis Commereuc.

Un capillaire carré est pré-mouillé en le plongeant dans la solution savonneuse décrite en section 2.3.1. Il est ensuite extrait à vitesse constante du bain, de manière à former un film liquide d'épaisseur constante et environ égale à $1 \mu\text{m}$, voir section 1.5.1. Une bulle de savon de volume contrôlé est produite en soufflant de l'air à travers une seringue (Terumo) munie d'une aiguille (Nordson) après avoir plongé la pointe de la seringue dans la solution savonneuse. Ensuite, la bulle est mise en contact manuellement avec le capillaire pré-mouillé. Ce dispositif expérimental est schématisé sur la figure 7.13c. L'ensemble de l'expérience est enregistré à l'aide d'une caméra (Basler acA1300) munie d'un objectif (Fujinon à focale variable). Immédiatement

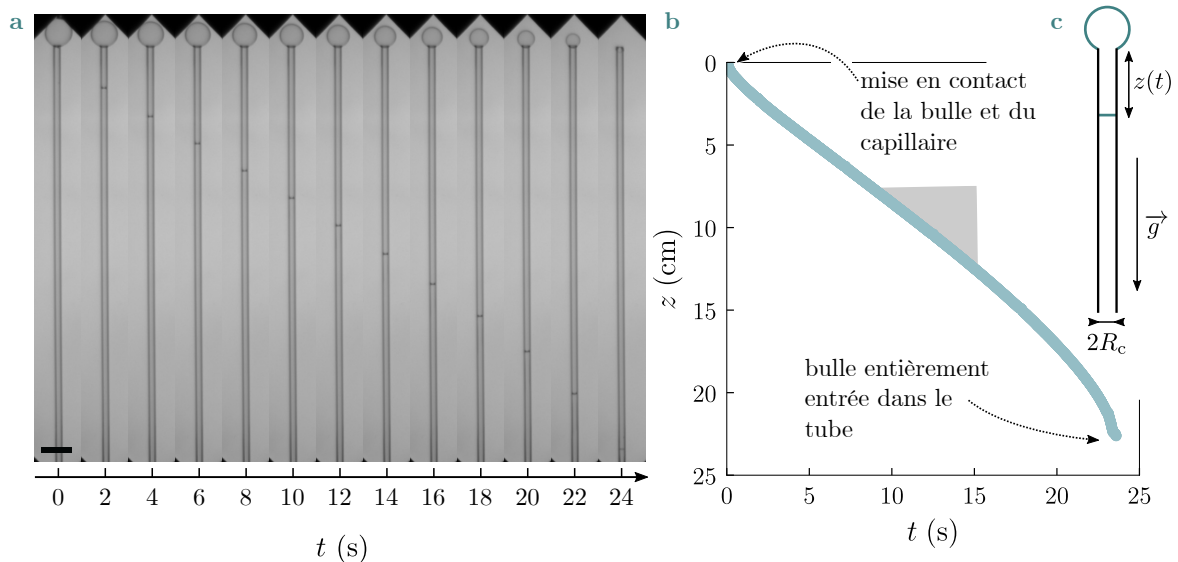


Figure 7.13 Dispositif expérimental pour l’observation de la vidange de bulles de savon dans des capillaires Une bulle de savon de volume 2 mL est mise au contact d’un capillaire de section carrée de côté $2R_c = 3$ mm. **a** Photographies prises au cours de la vidange de la bulle au contact du capillaire. La barre d’échelle mesure 1 cm. Le film de savon entrant dans la mousse apparaît comme un trait noir horizontal dans le capillaire. Les triangles noirs en haut des photographies ne sont que le bord du panneau lumineux utilisé. Sur la première image, l’aiguille servant à déposer la bulle est visible. Sur la dernière image, la bulle est complètement entrée dans le tube. **b** Évolution temporelle de la position du film entré dans le capillaire. De manière phénoménologique, la région centrale de la courbe semble linéaire. **c** Schéma du dispositif expérimental de la vidange de bulle. Les films de savon sont représentés en vert et le capillaire en noir. L’orientation de la gravité est rappelée sur la droite du schéma. La position du film plan qui est entré dans le capillaire est appelée $z(t)$. L’axe z est orienté vers le bas et son origine correspond au haut du tube.

après le contact, le système est perturbé par le mouvement de la seringue, cela rend le début des vidanges de bulles peu exploitable. Ensuite, sous l’effet de la pression de Laplace, la bulle se vide dans le capillaire, voir figures 7.13a et b.

La vidange d’une demi-bulle posée sur une plaque percée d’un orifice circulaire a été étudiée par Clerget *et al.* [147]. Ils écrivent le principe de Bernoulli le long d’une ligne de courant qui rejoint le sommet de la bulle et le centre de l’orifice. Les dissipations dans leur système sont principalement dues au déplacement de la base de la bulle hémisphérique sur la plaque qui lui sert de support. Notre système ne présente pas ce type de mécanisme.

La vidange d’une bulle à travers un tube sans film de savon pour ralentir le mouvement a été étudiée dans le cas d’un écoulement laminaire du fluide [148, 149, 150]. Dans ces études, le moteur de la vidange est la pression de Laplace. En écrivant que l’air s’écoulant hors de la bulle dissipe selon la loi de Poiseuille dans le tube, il obtiennent un très bon accord avec les expériences.

Dans ces deux expériences, ce sont les dissipations de l’air qui contrebalancent la pression de Laplace. Dans notre expérience, un frein supplémentaire à la vidange de la bulle est la dissipation du film de savon progressant sur les parois du tube, que je note $\tau_{\text{friction film}}$. L’expression de la friction visqueuse du film de savon contre les parois du tube prémouillé par un film d’épaisseur δ est donnée par Cantat [13]

$$\tau_{\text{friction film}} = 6.22 \frac{\gamma}{R_c} \text{Ca}^{2/3} = 6.22 \frac{\gamma}{R_c} \left(\frac{\mu_{\text{liquide}} \dot{z}}{\gamma} \right)^{2/3} \quad (7.13)$$

où le facteur numérique provient des conditions aux limites imposées par la rhéologie interfaciale de la solution savonneuse.

Sur la figure 7.13b, il apparaît que la vitesse du film vaut environ $\dot{z} = 3$ mm/s. Cela nous permet d'estimer le nombre de Reynolds dans le tube $\text{Re} = 0.5$, avec comme longueur caractéristique $2R_c = 3$ mm et les propriétés de l'air $\rho_{\text{air}} = 1$ kg/m³ et $\mu_{\text{air}} = 20$ $\mu\text{Pa} \cdot \text{s}$. À l'image des études de bulles se vidant dans des tubes, l'air dissipe selon une loi de Poiseuille [148, 149, 150].

Ainsi, nous écrivons que

$$\frac{4\gamma}{R} + \rho_{\text{air}} \frac{\dot{R}^2}{2} = \rho_{\text{air}} \frac{\dot{z}^2}{2} + \frac{12\mu_{\text{air}}l}{1.6R_c^4} R_c^2 \dot{z} + 6.22 \frac{\gamma^{1/3}}{R_c} (\mu_{\text{liquide}} \dot{z})^{2/3}. \quad (7.14)$$

Dans cette équation les termes sont, dans l'ordre, la surpression de Laplace avec R le rayon de la bulle, le terme inertiel en haut de la bulle avec ρ_{air} la densité de l'air, le terme inertiel au niveau du ménisque, la dissipation de Poiseuille de l'air dans un tube carré de côté $2R_c$ et dans laquelle $4R_c^2 \dot{z}$ est le débit d'air dans le tube, μ_{air} est la viscosité dynamique de l'air et $l = 30$ cm est la longueur totale du tube. Le dernier terme est la dissipation visqueuse du film de savon contre les parois du tube dans laquelle μ_{liquide} est la viscosité dynamique de la solution savonneuse.

La vitesse typique de l'évolution de R peut être estimée en écrivant que le rayon décroît entre 8 et 0 mm en 24 s. Cela donne $\dot{R} \sim 4 \times 10^{-4}$ m/s. Avec cette valeur, une estimation des deux termes inertiels montre qu'ils sont de l'ordre de grandeur de 10^{-8} et 10^{-6} Pa, pour le mouvement de la bulle et du film respectivement. La pression de Laplace vaut au minimum ~ 30 Pa au début de l'expérience, puis ne fait que croître pendant la diminution du volume de la bulle. Les dissipations de Poiseuille de l'air sont de l'ordre de 10^{-1} Pa. La friction du film de savon est aussi de l'ordre de 10^{-1} Pa. Ainsi, nous négligeons les contributions inertiels dans l'équation 7.14 pour obtenir l'équation

$$\frac{4\gamma}{R} = \frac{12\mu_{\text{air}}l}{1.6R_c^4} R_c^2 \dot{z} + 6.22 \frac{\gamma}{R_c} \left(\frac{\mu_{\text{liquide}} \dot{z}}{\gamma} \right)^{2/3}. \quad (7.15)$$

En l'état, l'équation 7.15 possède deux variables : le rayon de la bulle R et la position du film z . Mais le volume d'air total réparti entre la bulle et le tube s'écrit $V_{\text{air}} = \frac{4}{3}\pi R^3 + R_c^2 z$ et la conservation du volume d'air permet d'écrire que

$$\dot{z} = -\frac{4\pi}{R_c^2} R^2 \dot{R}. \quad (7.16)$$

En remplaçant \dot{z} dans l'équation 7.15

$$\frac{4\gamma}{R} = -\frac{30\pi\mu_{\text{air}}l}{R_c^4} R^2 \dot{R} + 6.22 \frac{\gamma}{R_c} \left(\frac{4\pi\mu_{\text{liquide}}}{\gamma R_c^2} R^2 (-\dot{R}) \right)^{2/3}. \quad (7.17)$$

Ici, \dot{R} est négatif. L'expression est donc bien définie malgré la puissance 2/3. En posant le temps et la longueur adimensionnalisés $\tilde{t} = \frac{t\gamma}{\mu_{\text{air}}l}$ et $\tilde{R} = R/R_c$, nous trouvons l'expression

$$\frac{4}{\tilde{R}} = -30\pi\tilde{R}^2\dot{\tilde{R}} + 6.22 \left[4\pi \frac{\mu_{\text{liquide}}R_c}{\mu_{\text{air}}l} \tilde{R}^2 (-\dot{\tilde{R}}) \right]^{2/3} \quad (7.18)$$

dans laquelle le rapport d'influence des dissipations visqueuses de l'air et du liquide $\Gamma = \frac{\mu_{\text{liquide}}R_c}{\mu_{\text{air}}l}$ intervient. Comme il n'est pas possible d'isoler le terme en dérivée de \tilde{R} , nous dérivons temporellement l'ensemble de cette expression et isolons le terme en dérivée seconde de \tilde{R} qui apparaît

$$\ddot{\tilde{R}} = \frac{-4\dot{\tilde{R}}\tilde{R}^{-2} + 60\pi\tilde{R}\dot{\tilde{R}} - 44.8\Gamma^{2/3}\tilde{R}^{1/3}(-\dot{\tilde{R}})^{5/3}}{-30\pi\tilde{R}^2 + 22.4\Gamma^{2/3}\tilde{R}^{4/3}(-\dot{\tilde{R}})^{-1/3}}. \quad (7.19)$$

Nous résolvons ensuite numériquement cette équation à l'aide de la fonction odeint de la bibliothèque python SciPy. Cette équation diverge quand la vitesse d'évolution du rayon de la bulle \dot{R} est nulle. Pour contrer ce problème, la condition initiale imposée en vitesse est phénoménologiquement observée sur les vidéos de la bulle entrant dans le tube, en prenant soin de ne pas prendre en compte les quelques premières secondes pendant lesquelles la bulle est encore manipulée par la seringue. Le rayon initial de la bulle R_{ini} mesure 8 mm. Comme nous mesurons uniquement la position du film de savon z , nous utilisons à nouveau la relation de conservation du volume de la bulle

$$z = \frac{\frac{\pi}{3}(R^3 - R_{\text{ini}}^3)}{R_c^2}. \quad (7.20)$$

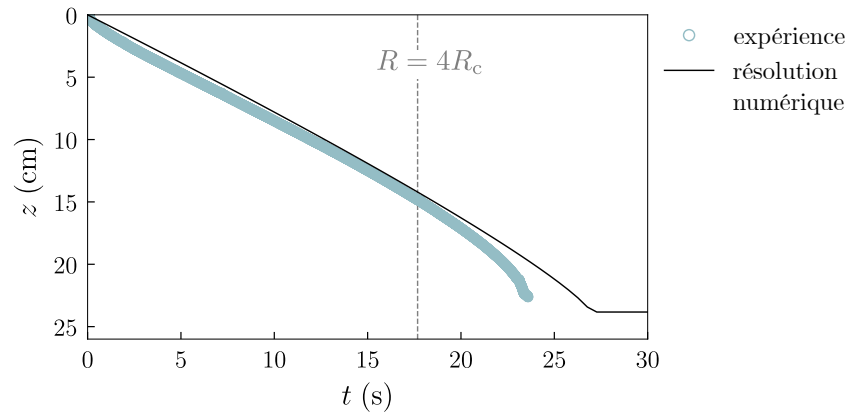


Figure 7.14 Résolution numérique du modèle de vidange des bulles Comparaison de la résolution numérique de l'équation 7.19 et des données de l'expérience de la figure 7.13b. La ligne grise verticale correspond à l'instant où le rayon de la bulle R est égal à deux fois le côté de la section du capillaire $4R_c$.

Cette résolution numérique est tracée sur la figure 7.14. Il y apparaît que l'accord est très bon entre le modèle que nous formulons dans lequel la pression de Laplace est contrebalancée par les dissipations de l'air et du film de savon et l'expérience réalisée. La pente de la courbe expérimentale est plus accentuée sur les quelques premières secondes de la vidange. Nous attribuons cet effet aux perturbations suite au décrochage entre la bulle de savon et la seringue utilisée pour la déposer sur le tube. Cet élément est peu contrôlé. Dans la suite de ce projet, nous déposerons les bulles sur un tube fermé, attendrons que le système soit à l'équilibre, puis retirerons le bouchon du tube. De cette manière, nous espérons éliminer cette différence initiale entre le modèle et l'expérience. Comme ce modèle est extrêmement sensible à la

vitesse initiale imposée, nous pensons que cette nouvelle expérience sera précieuse pour valider nos observations.

Les longueurs caractéristiques sur lesquelles les deux dissipations sont exercées – le côté du capillaire $2R_c = 3$ mm pour les dissipations du liquide et la longueur du tube $l = 30$ cm pour les dissipations de l'air – font que les deux termes dissipatifs sont du même ordre de grandeur. Leur influence respective est caractérisée par Γ . La situation dans laquelle l'un des termes serait dominant sur l'autre est en fait peu envisageable car la largeur du tube, le rayon de la bulle et la longueur du tube sont liées par la relation de conservation du volume. Par ailleurs, le fait que la bulle doive rester sphérique au long de l'expérience impose que le côté de la section des tubes soit petite devant le rayon des bulles.

Le modèle et l'expérience ne sont plus en accord à la fin de l'expérience. Sur la figure 7.14, l'instant où la bulle a un rayon R égal à deux fois le côté des capillaires $4R_c$ est mis en avant par une ligne verticale. Cet instant correspond au décrochage entre la résolution numérique et le modèle. Une observation plus attentive de la photographie au temps $t = 18$ s de la figure 7.13a révèle un très léger écart à la sphéricité de la bulle. Cela peut expliquer le décrochage entre l'expérience et notre modèle : la pression de Laplace que nous écrivons ne reste valide que tant que la bulle est sphérique. Le travail de prendre en compte cet effet pendant qu'une bulle se vide à travers un orifice circulaire a été réalisé avec succès par Jackson et Sleyman [150]. Il observent une augmentation de la pression de Laplace pour les plus petits volumes de bulles, qui peut expliquer l'accélération de la vidange qui est visible pendant les quelques dernières secondes sur la figure 7.14. La prochaine étape de cette modélisation sera d'implémenter la forme de la pression de Laplace exprimée dans leur étude.

7.6 Conclusion

Dans cette partie exploratoire, nous abordons la question du confinement de mousses et de films de savon sous divers angles. Nous proposons d'abord une méthode de résolution numérique de l'équation de la montée capillaire, qui présente l'avantage d'être aisément adaptable pour d'autres géométries et types de frottements.

Ensuite, nous mesurons les contraintes exercées par une mousse lors du cisaillement dans le régime d'ancrage des bulles. Ce régime, dans lequel il n'y a plus de glissement aux parois est celui utilisé en rhéologie. Nous mettons en évidence une forte influence du confinement de la mousse sur les contraintes mesurées, qui sont 1 Pa plus élevées dans des géométries confinées que quand les parois sont plus éloignées. Cet écart n'est absolument pas négligeable et représente approximativement 20 % de la valeur de la contrainte seuil de la mousse utilisée. C'est une observation à exploiter pour aider à la caractérisation de mousses, qui a lieu dans des rhéomètres dans lesquels le confinement est important.

Nous observons ensuite divers phénomènes de montée capillaire de mousses. Par manque de temps, nous n'avons traité que le cas des surfaces lisses. Nous identifions trois régimes de montée capillaire. Dans des capillaires extrêmement fins, le liquide est aspiré d'entre les bulles. Dans des capillaires de côté plus grand que le rayon des bulles, les mousses montent et les temps caractéristiques de montée de bulles, très longs, font que les bulles éclatent. Cette expérience sera à nouveau étudiée en atmosphère contrôlée de manière à ralentir l'évaporation du liquide hors des films de savon. Enfin, dans des capillaires de taille comparable au rayon des bulles, seuls des

films de savon montent dans les capillaires. Cela crée une différence de pression entre les bulles du bac de mousse au contact des capillaires qui sont courbées et donc en surpression par rapport à l'atmosphère et les bulles déjà montées dans les capillaires qui ont des films plans et sont à l'équilibre de pression avec l'extérieur.

Pour mieux comprendre la dynamique de cette entrée de bulles dans un tube, nous réalisons une expérience d'observation de la vidange d'une bulle unique dans un tube. Nous expliquons cette expérience par un modèle dans lequel la surpression de Laplace est contrebalancée par les dissipations visqueuses du film de savon sur les parois du tube et de l'air qui s'échappe de la bulle à travers le tube. Ce modèle permet de bien décrire les expériences préliminaires de vidange de bulles, mais est très sensible aux conditions initiales de vitesse. Dans la suite, nous allons mettre en place une expérience similaire, mais dans laquelle l'état initial du système sera mieux contrôlé.

Ce chapitre exploratoire est écrit en suivant notre cheminement, dans lequel pour comprendre la montée capillaire de mousses nous sommes amenés à étudier un système plus simple. Une fois les effets moteurs de la pression de Laplace sur l'entrée de bulles dans un milieu confiné compris, nous serons à même de reprendre les expériences de montée de mousses bambou, puis de mousses tridimensionnelles.

Conclusion générale

Au cours du travail de thèse présenté dans ce manuscrit, nous avons élaboré des dispositifs expérimentaux combinant analyse d'images et mesures de force. Ils nous permettent d'étudier les propriétés du frottement des mousses sur des surfaces de diverses rugosités et dans différentes géométries d'écoulement.

Ces dispositifs nous ont permis d'identifier visuellement, puis de caractériser, trois régimes de frottement distincts pour les mousses liquides sur des surfaces solides. Si la surface est lisse, la mousse glisse. Quand la rugosité est très grande, les bulles restent accrochées sur la surface. Entre les deux régimes, pour des rugosités de taille modérée, nous montrons qu'il existe un régime dans lequel les films de savon s'accrochent, puis glissent alternativement. Ce dernier régime, de collé-glissé, avait à notre connaissance été observé une fois, mais pas encore caractérisé pour les mousses.

Pour mieux caractériser la transition entre le régime de collé-glissé et le régime d'ancrage, nous construisons alors un dispositif permettant d'enregistrer la force exercée par la mousse sur une plaque que nous recouvrons de rugosités de taille variable. Notre première observation est que pour chaque jeu rugosité, fraction liquide et vitesse d'introduction des plaques imposé, la contrainte mesurée au cours du mouvement est constante. C'est un premier résultat intéressant, qui nous permet d'associer une contrainte donnée à chaque jeu de variables. De cette manière nous arrivons à séparer les contraintes mesurées dans les différents régimes de frottement à l'aide d'un unique paramètre : le rapport du rayon des rugosités a et du rayon de courbure des bords de Plateau de la mousse r_{pb} . Ce résultat va à l'encontre du consensus qui avait qualitativement convergé vers la comparaison entre la taille des bulles et la taille des rugosités. Comme le rayon de courbure des bords de Plateau dépend à la fois de la taille des bulles de la mousse et de sa fraction liquide, notre observation permet d'expliquer des apparitions de glissement rapportées dans des études de rhéologie de mousses très humides.

Quand le paramètre a/r_{pb} est nul, ce qui correspond aux surfaces lisses, les contraintes mesurées dépendent à la fois de la fraction liquide de la mousse et de la vitesse de cisaillement imposée. Nous retrouvons ici *sans ajustement* les résultats expérimentaux rapportés par les nombreuses études de frottements de mousses sur des surfaces lisses. Cette étape valide le système de mesure de contraintes que nous avons conçu au laboratoire.

Quand le paramètre a/r_{pb} est très grand, ce qui correspond à la fois aux mousses les plus sèches et aux plus grandes rugosités, les bulles restent accrochées aux aspérités. C'est le régime qui est visé pour réaliser des études de rhéologie des mousses. Lors de l'introduction des lames à faible vitesse, nous obtenons une première méthode pour évaluer la contrainte seuil d'un matériau. En effet, comme il n'y a pas de glissement sur les parois, les contraintes mesurées proviennent toutes de réorganisations entre bulles voisines. Si le cisaillement imposé est assez lent, les dissipations visqueuses sont écartées par la contrainte seuil de la mousse qui est alors mesurée.

Enfin, nous écrivons un modèle pour prédire la contrainte exercée par la mousse sur la lame dans le régime de frottement par collé-glissé. Dans ce modèle, nous écrivons que la contrainte totale est la somme des contraintes de glissement et de la contrainte seuil, avec des coefficients qui traduisent le temps passé par les films de savon à glisser ou à s'accrocher aux parois. Quand les rugosités sont à l'intérieur des bords de Plateau de la mousse, le système glisse. Ce temps est proportionnel au rapport de la taille des bords de Plateau r_{pb} et de la vitesse imposée V . Quand, par contre, les rugosités émergent des bords de Plateau ou y entrent, elles ressentent des forces d'avancement de ligne de contact qui s'opposent au glissement des films. Ce temps est proportionnel au rapport de la taille des aspérités a sur la vitesse imposée V . C'est ainsi que le rapport a/r_{pb} apparaît. Phénoménologiquement, la transition entre le régime de collé-glissé et le régime d'ancrage des bulles apparaît pour $a/r_{pb} = 2.2$. Ce modèle capture correctement le comportement de la contrainte dans le régime de collé-glissé pour différents rayons de rugosités, fractions liquides, rayons de courbure des bords de Plateau et vitesses. Dans la suite du manuscrit, nous vérifions la constance de ces observations quand le cisaillement est à vitesse imposée ou quand le système est libre de s'écouler.

Lors de la relaxation d'une mousse après l'insertion d'une plaque rugueuse, nous montrons que les contraintes sont bien décrites avec un seul temps de relaxation, qui est indépendant de tous les paramètres explorés et donc des conditions interfaciales. En revanche, les contraintes atteintes à la fin de cette relaxation sont fortement influencées par les conditions de frottement. En particulier, la contrainte atteinte à la fin de la relaxation dans le régime d'ancrage des bulles semble fournir une très bonne estimation de la contrainte seuil de la mousse. Ce contraste entre le fort impact du régime de glissement sur la contrainte atteinte à la fin de la relaxation et la corrélation inexistante du frottement et du temps de relaxation de la contrainte est rationalisée dans un modèle. Nous écrivons que la dynamique de relaxation de la mousse a lieu par relâchement des contraintes élastiques et visqueuses dans la mousse sans induire de frottement à l'interface. Cette idée est justifiée par l'observation de la surface des mousses pendant la relaxation. Le front de bulles ne se déplace que d'une fraction de micromètres sur les surfaces, rugueuses ou lisses.

Après la relaxation des contraintes, les lames sont extraites à vitesse constante. Lors de l'extraction, un régime où la contrainte est constante très similaire à ce que nous observions lors de l'introduction des lames est présent. Nous retrouvons les caractéristiques des trois régimes correctement et le modèle que nous écrivions lors de l'introduction décrit toujours très bien les données, avec de petits écarts encore à expliquer. Dans cette expérience, nous portons une attention particulière à l'apparition des dépôts de mousse sur les lames à leur sortie des bacs. Nous montrons que dans les régimes de glissement et de collé-glissé, l'apparition d'un dépôt dépend de la vitesse imposée, de la rugosité de la lame et de la fraction liquide de la mousse. Ce sont les mêmes paramètres que ceux permettant de décrire les contraintes exercées par les mousses sur les surfaces. Nous écrivons que les dépôts apparaissent quand la contrainte exercée par les mousses sur les lames devient comparable à la contrainte seuil de la mousse. À l'inverse, dans le régime d'ancrage des mousses, le dépôt est toujours présent et son épaisseur est peu corrélée aux paramètres de l'expérience : la fraction liquide de la mousse, la rugosité sur les surfaces et la vitesse d'extraction des lames. Nous constatons aussi que les déformations de l'interface libre de la mousse, qui dictent les propriétés d'enduction dans le cas des liquides newtoniens, se font sur la même distance que l'épaisseur de mousse déposée. En observant les cisaillements

à l'intérieur des bacs de mousse, nous mettons en avant une bande de cisaillement d'épaisseur constante lors de l'extraction des lames et qui est aussi peu influencée par les paramètres de l'expérience.

Dans la seconde partie de cette thèse, nous nous intéressons à l'influence du confinement des mousses sur les contraintes mesurées. Cette étude est motivée par le fait que l'écrasante majorité des mesures de propriétés de mousses a lieu dans des rhéomètres, qui sont des milieux très confinés. Il apparaît dans cette étude que les contraintes mesurées dans des situations de confinement sont plus élevées de environ 1 Pa. Cet effet est sensible jusqu'à des épaisseurs d'environ 70 rayons de bulles. La suite de cette partie présente une série de résultats préliminaires de montée capillaire de mousses. Nous identifions trois régimes de montée capillaire de mousses selon la taille des capillaires. Quand les capillaires sont très fins, seule la phase liquide de la mousse est aspirée. Quand les capillaires sont de taille comparable aux rayons des bulles, les bulles sont aspirées une par une à un rythme constant. Quand les capillaires sont plus grands que la taille des bulles, la mousse monte à une hauteur que nous n'expliquons pas encore. Nous nous intéressons ensuite sur l'expérience plus simple de la vidange d'une unique bulle au contact d'un tube. Cette expérience est correctement décrite par un modèle dans lequel la pression de Laplace est le moteur de l'entrée de la bulle dans le tube et les dissipations ont lieu à la fois quand le film de savon frotte sur les parois et quand l'air expulsé s'écoule hors des bulles *via* le tube. Cette expérience est une première étape de la compréhension de la montée capillaire de mousses. Nous espérons ainsi pouvoir modéliser aussi la montée de mousses bambou, puis de mousses bi et tridimensionnelles.

Ce travail de thèse ne clôture pas les études de frottement de mousses du laboratoire. Par exemple, nous avons ici fait le choix de ne pas varier le type de rugosités ajoutées sur les surfaces alors qu'il est montré dans le cas très similaire des granulaires que l'écart entre deux rugosités est un paramètre supplémentaire pour réduire ou augmenter le frottement exercé par les grains. Il sera intéressant dans la suite de ce projet d'étudier l'impact de l'organisation, de la forme et de la monodispersité des rugosités d'une surface sur les régimes de frottements de mousse observés. Ensuite, nous avons commencé à caractériser les contraintes exercées par les mousses sur des parois en géométrie confinée. Ces expériences de confinement pourraient aussi se faire directement dans des rhéomètres. Nous avons par exemple réalisé quelques expériences préliminaires de cisaillement de mousse dans des géométries plan/plan aux parois transparentes. Dans ces géométries dont les deux disques sont couverts des mêmes rugosités, nous cisillons une mousse initialement homogène et pour laquelle les paramètres de rayon de bulle et de fraction liquide garantissent que le régime d'ancrage sera observé. Dans cette expérience, un glissement apparaît systématiquement sur la paroi inférieure du rhéomètre. Nous attribuons ce phénomène au drainage de la mousse sur la faible hauteur entre les deux disques. La paroi inférieure est au contact d'une mousse plus humide et nécessite par conséquent une taille de rugosités plus grande. Ainsi, une exploration des frottements de mousses dans différentes géométries de rhéomètres semble intéressante. D'autre part, cette étude s'inscrit dans le domaine plus général du frottement de fluides complexes sur des surfaces texturées. Cette branche de la physique est en effervescence et la plupart des travaux cités dans la partie de l'état de l'art de ce manuscrit qui y est consacrée ont moins de cinq ans. Il sera intéressant de comparer les éléments nouveaux que nous apportons sur le système très spécifique des mousses aux autres études réalisées sur des fluides biphasiques tels que les émulsions, des bulles uniques, ou des mousses plus humides.

En résumé, nous identifions trois régimes de frottement pour des mousses sur des surfaces de rugosités variables. Le passage entre le régime de frottement en collé-glissé et en ancrage de bulles est correctement caractérisé par un unique paramètre : le rapport de la rugosité des surfaces et du rayon de courbure des bords de Plateau de la mousse. Nous montrons ensuite que ces régimes de frottement ont une forte influence dans diverses situations de cisaillement : l'introduction de lames dans une mousse, la relaxation au contact d'une paroi et l'extraction des surfaces hors des mousses. En particulier, les effets de frottement de mousse ont un fort impact sur l'apparition de dépôts de mousse dans des expériences d'enduction. Nous n'observons pas de réapparition des glissements pour les plus grandes rugosités explorées, cela permet de justifier le choix des rugosités ajoutées sur les parois d'un rhéomètre. Enfin, dans une dernière partie, nous présentons diverses expériences d'étude de mousses et de films en milieux confinés. Ces observations mettent en avant les effets du confinement de la mousse sur les contraintes mesurées, une observation critique vers de la compréhension de la dispersion des mesures de contraintes seuil des mousses.

Annexe A

Rayon des bulles et dimensions des lames

Dans cette annexe, j'expose l'impact de la taille des bulles de la mousse et des dimensions des lames utilisées sur la contrainte mesurée pendant l'introduction des lames à vitesse constante dans les mousses.

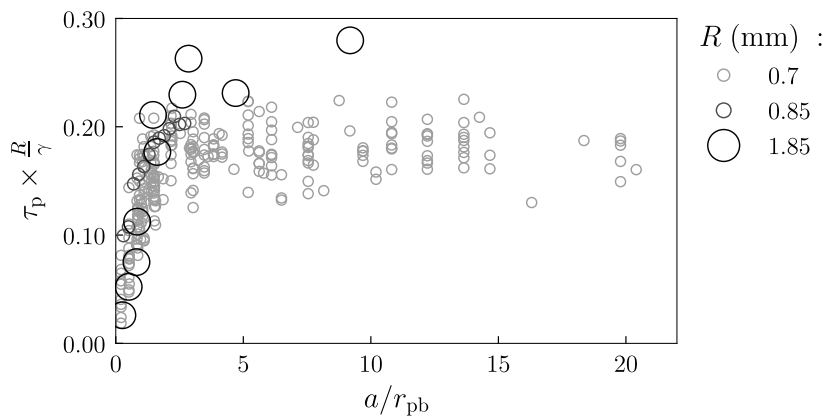


Figure A.1 Influence du rayon des bulles Contrainte τ_p normalisée par $\frac{\gamma}{R}$ en fonction de a/r_{pb} . Les rayons de bulles varient entre 0.7 mm et 1.85 mm. Cette renormalisation n'efface pas totalement l'influence du rayon des bulles sur la valeur de la contrainte.

La contribution du rayon des bulles de la mousse est proportionnelle à $\frac{1}{R}$ dans le régime de glissement et dans le régime d'ancrage, voir équations 1.12 et 3.3. C'est pourquoi dans la figure A.1 je normalise la contrainte τ_p par $\frac{\gamma}{R}$. La valeur de la transition ne semble pas affectée par le changement de rayon de bulle. C'est un résultat très intéressant en soi, et qui permet de valider le paramètre de transition \tilde{a} entre le régime de collé-glissé et le régime d'ancrage établi en section 3.3.3. Par contre la valeur constante qui est atteinte après la transition n'est pas totalement indépendante de la taille des bulles malgré la renormalisation effectuée. Cela signifie qu'il y a une autre contribution de R que nous ne prenons pas en compte ici. Il aurait pu être intéressant de regarder plus en détails à l'influence du rayon des bulles, mais le système de génération de la mousse ne me permet pas de faire varier les tailles de bulles obtenues davantage que entre 0.7 et 1.85 mm, ce qui ne permet pas une grande gamme de mesure. Une hypothèse plausible serait que l'influence de la taille finie des lames utilisées n'est pas négligeable. En effet, pour les plus petites bulles de rayon $R = 0.7$ mm la largeur des lames équivaut à environ 40 rayons de bulles alors que

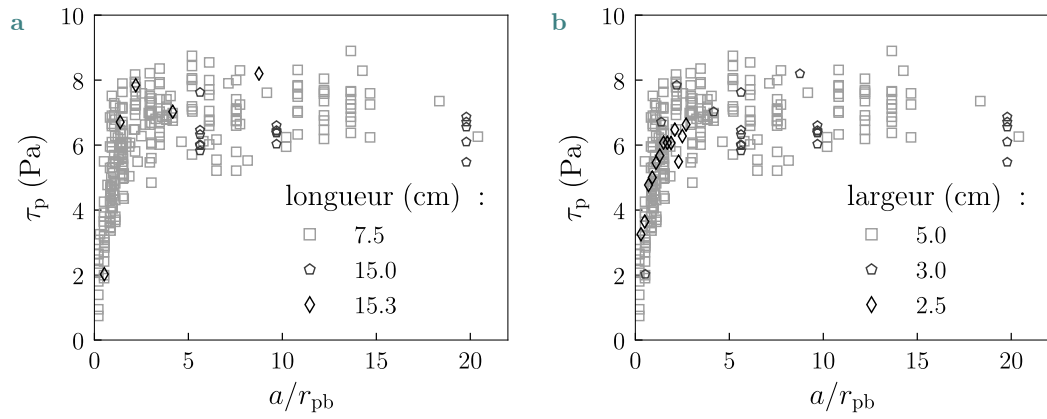


Figure A.2 Influence de la géométrie des lames Contrainte τ_p en fonction de a/r_{pb} , le rayon des bulles $R = 0.7$ mm est constant. **a** Pour des longueurs de lames variant entre 7.5 et 15.3 cm. Ce paramètre ne semble pas influencer sur les valeurs des contraintes. **b** Pour des largeurs de lames variant entre 2.5 et 5 cm, correspondant à 35 et 70 rayons de bulles. Ce paramètre ne semble pas non plus influencer sur les valeurs de contraintes.

pour les plus grosses de rayon $R = 1.85$ mm, la largeur des lames mesure seulement environ 15 rayons de bulles.

Pour explorer cette possibilité, je regarde l'influence de la largeur et de la longueur des lames sur la valeur de la contrainte τ_p pour un rayon de bulles constant $R = 0.7$ mm, voir figure A.2. Ces deux paramètres ne semblent pas influencer sur les valeurs de contrainte. Cette observation est cruciale et justifie la comparaison des données obtenues dans les trois configurations de l'expérience, voir section 2.2.

Annexe B

Influence de la configuration de l'expérience

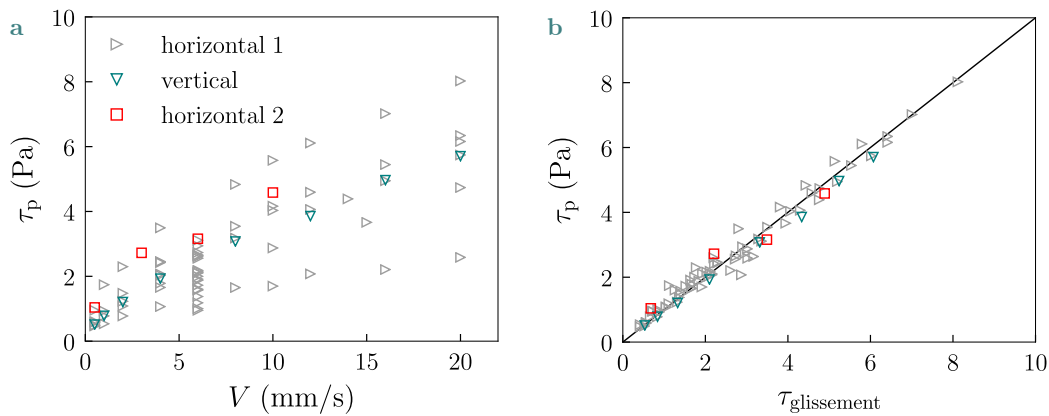


Figure B.1 Influence de la configuration de l'expérience sur la contrainte mesurée lors de l'introduction de lames lisses Les différents symboles et couleurs représentent les trois configurations d'expériences. **a** Contrainte τ_p en fonction de V . **b** Contrainte τ_p en fonction de $\tau_{\text{glissement}}$ donnée par l'équation 1.12. Les données se rassemblent en une courbe maîtresse.

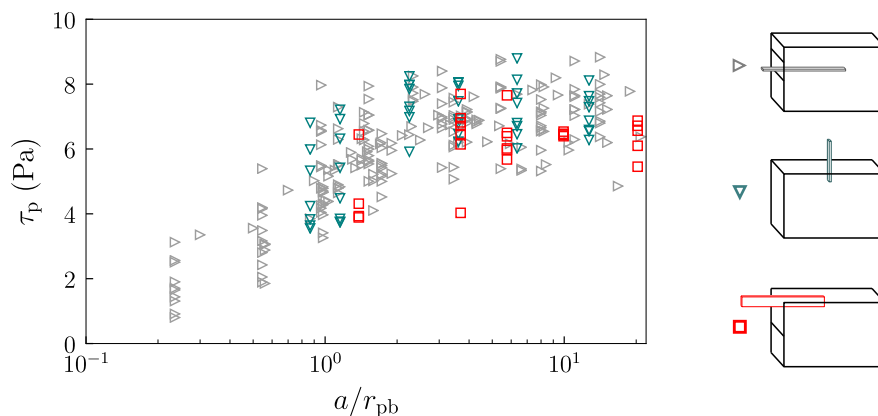


Figure B.2 Influence de la configuration de l'expérience lors de l'introduction de lames rugueuses dans les mousses Les différents symboles et couleurs représentent les trois configurations d'expériences.

Pour les lames lisses, les contraintes lors de l'introduction des lames sont bien décrites par l'équation 1.12 rappelée ici

$$\tau_{\text{glissement}} = 3.8 \frac{\gamma}{R} \varphi_{\ell}^{-0.25} \text{Ca}^{2/3}. \quad (\text{B.1})$$

La figure B.1 permet de montrer que cette équation est valide pour les trois configurations de l'expérience.

Cette observation est aussi vraie pour les lames rugueuses, voir figure B.2

Bibliographie

- [1] M. Lexis et N. Willenbacher : Yield stress and elasticity of aqueous foams from protein and surfactant solutions -The role of continuous phase viscosity and interfacial properties. *Colloids and Surfaces A : Physicochemical and Engineering Aspects*, 459 :177 – 185, 2014. cité dans les sections 1.1.1, 1.4.2, 3.3.2 et 3.3.2.
- [2] A. Maestro, W. Drenckhan, E. Rio et R. Hohler : Liquid dispersions under gravity : volume fraction profile and osmotic pressure. *Soft Matter*, 9 :2531–2540, 2013. cité dans les sections 1.1.1, 1.2.2, 1.7, 2.5 et 3.3.2.
- [3] W. E. Warren et A. M. Kraynik : Linear Elastic Behavior of a Low-Density Kelvin Foam With Open Cells. *Journal of Applied Mechanics*, 64(4) :787–794, 12 1997. cité section 1.1.1.
- [4] W. L. Bragg et J. F. Nye : A dynamical model of a crystal structure. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences*, 190(1023) :474–481, 1947. cité dans les sections 1.1.1 et 2.3.2.
- [5] A. van der Net, W. Drenckhan, D. Weaire et S. Hutzler : The crystal structure of bubbles in the wet foam limit. *Soft Matter*, 2 :129–134, 2006. cité section 1.1.1.
- [6] S. Hutzler, F. Dunne, A. Kraynik et D. Weaire : The energy of fcc and hcp foams. *Soft Matter*, 2020. cité section 1.1.1.
- [7] A. van der Net, L. Blondel, A. Saugey et W. Drenckhan : Simulating and interpreting images of foams with computational ray-tracing techniques. *Colloids and Surfaces A : Physicochemical and Engineering Aspects*, 309(1) :159 – 176, 2007. cité dans les sections 1.1.1 et 1.3.1.
- [8] I. Cantat, S. Cohen-Addad, F. Elias, F. Graner, R. Höhler, O. Pitois, F. Rouyer et A. Saint-Jalmes : *Les Mousses : structure et dynamique*. Belin, août 2010. cité dans les sections 1.1.1, 1.2.3, 1.2.3 et 2.3.
- [9] S. A. Koehler, S. Hilgenfeldt et H. A. Stone : A Generalized View of Foam Drainage : Experiment and Theory. *Langmuir*, 16(15) :6327–6341, 2000. cité dans les sections 1.1.3, 1.4, 1.2, 1.2.3, 1.2.3 et 2.3.4.
- [10] K. A. Brakke : The Surface Evolver. *Experimental Mathematics*, 1(2) :141–165, 1992. cité section 1.1.3.
- [11] J. Boussinesq : Contribution à la théorie de l'action capillaire, avec extension des forces de viscosité aux couches superficielles des liquides et application notamment au lent mouvement vertical, devenu uniforme, d'une goutte fluide sphérique, dans un autre fluide indéfini et d'un poids spécifique différent. *Annales scientifiques de l'École Normale Supérieure*, 3e série, 31 :15–85, 1914. cité section 1.2.1.
- [12] H. Brenner : *Interfacial transport processes and rheology*. Elsevier, 1961. cité section 1.2.1.

- [13] I. Cantat : Liquid meniscus friction on a wet plate : Bubbles, lamellae, and foams. *Physics of Fluids*, 25(3) :031303, 2013. cité dans les sections 1.2.1, 1.4.3, 3.4 et 7.5.
- [14] E. Lorenceau, N. Louvet, F. Rouyer et O. Pitois : Permeability of aqueous foams. *The European Physical Journal E*, 28 :293–304, 03 2009. cité section 1.2.3.
- [15] A. Saint-Jalmes, S. Marze, H. Ritacco, D. Langevin, S. Bail, J. Dubail, L. Guin-got, G. Roux, P. Sung et L. Tosini : Diffusive Liquid Propagation in Porous and Elastic Materials : The Case of Foams under Microgravity Conditions. *Phys. Rev. Lett.*, 98 :058303, Feb 2007. cité dans les sections 1.2.3 et 1.2.3.
- [16] N. Péron, S. J. Cox, S. Hutzler et D. Weaire : Steady drainage in emulsions : corrections for surface Plateau borders and a model for high aqueous volume fraction. *The European Physical Journal E*, 22 :341–351, 2007. cité section 1.2.3.
- [17] I. I. Gol'dfarb, K. B. Kann et I. R. Shreiber : Liquid flow in foams. *Fluid Dynamics*, 23 :244–249, 1988. cité section 1.2.3.
- [18] R. A. Leonard et R. Lemlich : A study of interstitial liquid flow in foam. Part I. Theoretical model and application to foam fractionation. *AIChE Journal*, 11(1) :18–25, 1965. cité section 1.2.3.
- [19] A. Saint-Jalmes, M.U. Vera et D.J. Durian : Uniform foam production by turbulent mixing : new results on free drainage vs. liquid content. *The European Physical Journal B - Condensed Matter and Complex Systems*, 12 :67–73, 11 1999. cité section 1.2.3.
- [20] D. A. Reinelt et A. M. Kraynik : Simple shearing flow of a dry Kelvin soap foam. *Journal of Fluid Mechanics*, 311 :327–343, 1996. cité section 1.3.
- [21] R-M. Guillermic, S. Volland, S. Faure, B. Imbert et W. Drenckhan : Shaping complex fluids—How foams stand up for themselves. *Journal of Rheology*, 57(1) :333–348, 2013. cité section 1.3.
- [22] N. D. Denkov, S. Tcholakova, K. Golemanov, K. P. Ananthpadmanabhan et A. Lips : The role of surfactant type and bubble surface mobility in foam rheology. *Soft Matter*, 5 :3389–3408, 2009. cité dans les sections 1.3 et 3.3.2.
- [23] S. Cohen-Addad, R. Höhler et O. Pitois : Flow in Foams and Flowing Foams. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 45(1) :241–267, 2013. cité dans les sections 1.3, 1.4.2 et 3.3.2.
- [24] C. Raufaste, A. Foulon et B. Dollet : Dissipation in quasi-two-dimensional flowing foams. *Physics of Fluids*, 21(5) :053102, 2009. cité dans les sections 1.3.1, 1.4.3, 3.2.2 et 3.4.
- [25] R. Nauber, L. Büttner, K. Eckert, J. Fröhlich, J. Czarske et S. Heitkam : Ultrasonic measurements of the bulk flow field in foams. *Physical Review E*, 97 :013113, Jan 2018. cité section 1.3.1.
- [26] D. Bonn, S. Rodts, M. Groenink, S. Rafai, N. Shahidzadeh-Bonn et P. Coussot : Some Applications of Magnetic Resonance Imaging in Fluid Mechanics : Complex Flows and Complex Fluids. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 40(1) :209–233, 2008. cité section 1.3.1.
- [27] S Rodts, J. C Baudez et P Coussot : From “discrete” to “continuum” flow in foams. *Europhysics Letters*, 69(4) :636–642, feb 2005. cité dans les sections 1.3.1 et 1.3.3.

- [28] C. Raufaste, B. Dollet, K. Mader, S. Santucci et R. Mokso : Three-dimensional foam flow resolved by fast X-ray tomographic microscopy. *Europhysics Letters*, 111(3) :38004, aug 2015. cité dans les sections 1.3.1 et 1.3.3.
- [29] S. Heitkam, T. Lappan, S. Eckert, P. Trtik et K. Eckert : Tracking of Particles in Froth Using Neutron Imaging. *Chemie Ingenieur Technik*, 91(7) :1001–1007, 2019. cité section 1.3.1.
- [30] H. A. Barnes : The yield stress—a review or ‘ $\pi\alpha\nu\tau\alpha\rho\epsilon\lambda$ ’—everything flows? *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, 81(1) :133 – 178, 1999. cité section 1.3.2.
- [31] F. Rouyer, S. Cohen-Addad et R. Höhler : Is the yield stress of aqueous foam a well-defined quantity? *Colloids and Surfaces A : Physicochemical and Engineering Aspects*, 263(1) :111 – 116, 2005. cité dans les sections 1.3.2, 1.3.2, 3.3.2 et 3.3.2.
- [32] J. Murata : Flow and deformation of fresh concrete. *Matériaux et Construction*, 17 :117–129, 03 1984. cité section 1.3.2.
- [33] W. R. Schowalter et G. Christensen : Toward a rationalization of the slump test for fresh concrete : Comparisons of calculations and experiments. *Journal of Rheology*, 42(4) :865–870, 1998. cité section 1.3.2.
- [34] N. Roussel : Correlation between Yield Stress and Slump : Comparison between Numerical Simulations and Concrete Rheometers Results. *Material and Structures*, 39, 06 2006. cité section 1.3.2.
- [35] N. Pashias, D. V. Boger, J. Summers et D. J. Glenister : A fifty cent rheometer for yield stress measurement. *Journal of Rheology*, 40(6) :1179–1189, 1996. cité section 1.3.2.
- [36] N. Q. Dzuy et D. V. Boger : Yield Stress Measurement for Concentrated Suspensions. *Journal of Rheology*, 27(4) :321–349, 1983. cité dans les sections 1.12, 1.3.2, 4.3.2 et 4.3.2.
- [37] H. A. Barnes : A review of the slip (wall depletion) of polymer solutions, emulsions and particle suspensions in viscometers : its cause, character, and cure. *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, 56(3) :221 – 251, 1995. cité dans les sections 1.3.2, 1.4.1 et 1.4.2.
- [38] N. Q. Dzuy et D. V. Boger : Direct Yield Stress Measurement with the Vane Method. *Journal of Rheology*, 29(3) :335–347, 1985. cité section 1.3.2.
- [39] H. J. Walls, S. Brett Caines, Angelica M. Sanchez et Saad A. Khan : Yield stress and wall slip phenomena in colloidal silica gels. *Journal of Rheology*, 47(4) :847–868, 2003. cité section 1.3.2.
- [40] S. A. Khan, C. A. Schnepper et R. C. Armstrong : Foam Rheology : III. Measurement of Shear Flow Properties. *Journal of Rheology*, 32(1) :69–92, 1988. cité dans les sections 1.3.2, 1.4.2, 1.4.4, 1.16, 1.4.4, 4.3.2 et 6.1.
- [41] J. Boujlel et P. Coussot : Measuring yield stress : a new, practical, and precise technique derived from detailed penetrometry analysis. *Rheologica Acta*, 51 : 867–882, 10 2012. cité dans les sections 1.3.2 et 4.3.2.
- [42] B. S. Gardiner, B. Z. Dlugogorski, G. J. Jameson et R. P. Chhabra : Yield stress measurements of aqueous foams in the dry limit. *Journal of Rheology*, 42(6) :1437–1450, 1998. cité section 1.3.2.

- [43] S. Marze, D. Langevin et A. Saint-Jalmes : Aqueous foam slip and shear regimes determined by rheometry and multiple light scattering. *Journal of Rheology*, 52(5) :1091–1111, 2008. cité section 1.3.2.
- [44] H. Hu, R. Larson et J. Magda : Measurement of wall-slip-layer rheology in shear-thickening wormy micelle solutions. *Journal of Rheology - J RHEOL*, 46, 07 2002. cité section 1.3.2.
- [45] N. D. Denkov, V. Subramanian, D. Gurovich et A. Lips : Wall slip and viscous dissipation in sheared foams : Effect of surface mobility. *Colloids and Surfaces A : Physicochemical and Engineering Aspects*, 263(1) :129 – 145, 2005. cité dans les sections 1.3.2 et 1.4.3.
- [46] G. Ovarlez, K. Krishan et S. Cohen-Addad : Investigation of shear banding in three-dimensional foams. *Europhysics Letters*, 91(6) :68005, sep 2010. cité dans les sections 1.3.2 et 1.3.3.
- [47] P. Sollich, F. Lequeux, P. Hébraud et M. E. Cates : Rheology of Soft Glassy Materials. *Physical Review Letter*, 78 :2020–2023, Mar 1997. cité section 1.3.3.
- [48] A. J. Liu et S. R Nagel : Jamming is not just cool any more. *Nature*, 396 :21–22, 1998. cité section 1.3.3.
- [49] O. Rininen, L. Viitanen, J. R. Mac Intyre, J. Koivisto, A. Puisto et M. J. Alava : Vibration controlled foam yielding. *Soft Matter*, pages –, 2020. cité section 1.3.3.
- [50] A. Kabla, J. Scheibert et G. Debregeas : Quasi-static rheology of foams. Part 2. Continuous shear flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 587 :45-72, 2007. cité section 1.3.3.
- [51] S. J. Cox, F. Graner et M. F. Vaz : Screening in dry two-dimensional foams. *Soft Matter*, 4 :1871–1878, 2008. cité section 1.3.3.
- [52] K. W. Desmond, P. J. Young, D. Chen et E. R. Weeks : Experimental study of forces between quasi-two-dimensional emulsion droplets near jamming. *Soft Matter*, 9 :3424–3436, 2013. cité section 1.3.3.
- [53] M. E. Evans, G. E. Schröder-Turk et A. M. Kraynik : A geometric exploration of stress in deformed liquid foams. *Journal of Physics : Condensed Matter*, 29(12) :124004, feb 2017. cité section 1.3.3.
- [54] J. Goyon, A. Colin, G. Ovarlez, A. Ajdari et L. Bocquet : Spatial cooperativity in soft glassy flows. *Nature*, 454(7200) :84–87, 7 2008. cité section 1.3.3.
- [55] G. Katgert, B. P. Tighe, M. E. Möbius et M. van Hecke : Couette flow of two-dimensional foams. *Europhysics Letters*, 90(5) :54002, 6 2010. cité dans les sections 1.3.3, 1.3.3 et 1.4.2.
- [56] Y. Wang, K. Krishan et M. Dennin : Impact of boundaries on velocity profiles in bubble rafts. *Physical Review E*, 73 :031401, Mar 2006. cité section 1.3.3.
- [57] A. Kabla et G. Debrégeas : Local Stress Relaxation and Shear Banding in a Dry Foam under Shear. *Physical Review Letter*, 90 :258303, 6 2003. cité section 1.3.3.
- [58] J. C. Baudez, S. Rodts, X. Chateau et P. Coussot : New technique for reconstructing instantaneous velocity profiles from viscometric tests : Application to pasty materials. *Journal of Rheology*, 48(1) :69–82, 2004. cité section 1.3.3.

- [59] O. Reynolds : LVII. On the dilatancy of media composed of rigid particles in contact. With experimental illustrations. *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, 20(127) :469–481, 1885. cité section 1.3.3.
- [60] S. P. L. Marze, A. Saint-Jalmes et D. Langevin : Protein and surfactant foams : linear rheology and dilatancy effect. *Colloids and Surfaces A : Physicochemical and Engineering Aspects*, 263(1) :121 – 128, 2005. cité dans les sections 1.3.3, 2.5 et 6.2.
- [61] P. Rognon, F. Molino et C. Gay : Prediction of positive and negative elastic dilatancy in 2D and 3D liquid foams. *Europhysics Letters*, 90(3) :38001, may 2010. cité section 1.3.3.
- [62] C. Cottin-Bizonne, A. Steinberger, B. Cross, O. Raccurt et E. Charlaix : Nano-hydrodynamics : The Intrinsic Flow Boundary Condition on Smooth Surfaces. *Langmuir*, 24(4) :1165–1172, 2008. PMID : 18266337. cité section 1.4.1.
- [63] P. Joseph et P. Tabeling : Direct measurement of the apparent slip length. *Phys. Rev. E*, 71 :035303, Mar 2005. cité section 1.4.1.
- [64] D. M. Huang, C. Sendner, D. Horinek, R. R. Netz et L. Bocquet : Water Slippage versus Contact Angle : A Quasiuniversal Relationship. *Phys. Rev. Lett.*, 101 :226101, Nov 2008. cité section 1.4.1.
- [65] D. Lasne, A. Maali, Y. Amarouchene, L. Cognet, B. Lounis et H. Kellay : Velocity Profiles of Water Flowing Past Solid Glass Surfaces Using Fluorescent Nanoparticles and Molecules as Velocity Probes. *Phys. Rev. Lett.*, 100 :214502, May 2008. cité section 1.4.1.
- [66] L. Léger, H. Hervet, G. Massey et E. Durliat : Wall slip in polymer melts. *Journal of Physics : Condensed Matter*, 9(37) :7719–7740, sep 1997. cité section 1.4.1.
- [67] Métivier C., Rharbi Y., Magnin A. et Bou Abboud A. : Stick-slip control of the Carbopol microgels on polymethyl methacrylate transparent smooth walls. *Soft Matter*, 8 :7365–7367, 2012. cité section 1.4.2.
- [68] M. Cloitre et R. T. Bonnecaze : A review on wall slip in high solid dispersions. *Rheologica Acta*, 56(3) :283–305, 3 2017. cité section 1.4.2.
- [69] C. Goujon, N. Thomas et B. Dalloz-Dubrujeaud : Monodisperse dry granular flows on inclined planes : Role of roughness. *The European Physical Journal E*, 11 :147–157, Jun 2003. cité dans les sections 1.4.2 et 4.3.2.
- [70] A. Poumaere, M. Moyers-González, C. Castelain et T. Burghelea : Unsteady laminar flows of a Carbopol® gel in the presence of wall slip. *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, 205 :28 – 40, 2014. cité section 1.4.2.
- [71] M. Cloitre, R. Borrega et L. Leibler : Rheological Aging and Rejuvenation in Microgel Pastes. *Phys. Rev. Lett.*, 85 :4819–4822, Nov 2000. cité section 1.4.2.
- [72] R. Buscall, J. W. Goodwin, M. W. Hawkins et R. H. Ottewill : Viscoelastic properties of concentrated latices. Part 1.—Methods of examination. *J. Chem. Soc., Faraday Trans. 1*, 78 :2873–2887, 1982. cité section 1.4.2.
- [73] C. S. Nickerson et J. A. Kornfield : A “cleat” geometry for suppressing wall slip. *Journal of Rheology*, 49(4) :865–874, 2005. cité section 1.4.2.

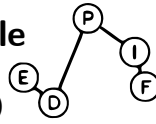
- [74] L. Isa, R. Besseling et W. C K Poon : Shear Zones and Wall Slip in the Capillary Flow of Concentrated Colloidal Suspensions. *Physical Review Letter*, 98 :198305, May 2007. cité section 1.4.2.
- [75] K. Golemanov, S. Tcholakova, N. D. Denkov, K. P. Ananthapadmanabhan et A. Lips : Breakup of bubbles and drops in steadily sheared foams and concentrated emulsions. *Physical Review E*, 78 :051405, 11 2008. cité dans les sections 1.4.2, 1.4.4 et 6.1.
- [76] R. Buscall : Letter to the Editor : Wall slip in dispersion rheometry. *Journal of Rheology*, 54(6) :1177–1183, 2010. cité section 1.4.2.
- [77] A. Poynor, L. Hong, I. K. Robinson, S. Granick, Z. Zhang et P. A. Fenter : How Water Meets a Hydrophobic Surface. *Phys. Rev. Lett.*, 97 :266101, Dec 2006. cité section 1.4.2.
- [78] O. Pouliquen et Y. Forterre : Friction law for dense granular flows : application to the motion of a mass down a rough inclined plane. *Journal of Fluid Mechanics*, 453 :133–151, 2002. cité section 1.4.2.
- [79] X. M. Zheng et J. M. Hill : Molecular dynamics simulation of granular flows : Slip along rough inclined planes. *Computational Mechanics*, 22 :160–166, 1998. cité section 1.4.2.
- [80] L. Jing, C. Y. Kwok, Y. F. Leung et Y. D. Sobral : Characterization of base roughness for granular chute flows. *Phys. Rev. E*, 94 :052901, Nov 2016. cité section 1.4.2.
- [81] M. Daneshi, A. Pourzahedi, D.M. Martinez et D. Grecov : Characterising wall-slip behaviour of carbopol gels in a fully-developed poiseuille flow. *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, 269 :65 – 72, 2019. cité section 1.4.2.
- [82] X. Zhang, E. Lorenceau, T. Bourouina, P. Basset, T. Oerther, M. Ferrari, F. Rouyer, J. Goyon et P. Coussot : Wall slip mechanisms in direct and inverse emulsions. *Journal of Rheology*, 62(6) :1495–1513, 2018. cité section 1.4.2.
- [83] L. Keiser, A. Keiser, M. L’Estimé, J. Bico et É. Reyssat : Motion of Viscous Droplets in Rough Confinement : Paradoxical Lubrication. *Physical Review Letters*, 122(7) :074501, 2019. cité dans les sections 1.4.2 et 1.4.4.
- [84] F. P. Bretherton : The motion of long bubbles in tubes. *Journal of Fluid Mechanics*, 10 :166–188, 3 1961. cité dans les sections 1.4.3 et 1.14.
- [85] P. Aussillous et D. Quéré : Quick deposition of a fluid on the wall of a tube. *Physics of Fluids*, 12(10) :2367–2371, 2000. cité section 1.4.3.
- [86] A. Saugey, W. Drenckhan et D. Weaire : Wall slip of bubbles in foams. *Physics of Fluids*, 18(5) :053101, 2006. cité section 1.4.3.
- [87] J. Emile, A. Salonen, B. Dollet et A. Saint-Jalmes : A Systematic and Quantitative Study of the Link between Foam Slipping and Interfacial Viscoelasticity. *Langmuir*, 25(23) :13412–13418, 2009. cité section 1.4.3.
- [88] I. Cantat et B. Dollet : Liquid films with high surface modulus moving in tubes : dynamic wetting film and jumpy motion. *Soft Matter*, 8 :7790–7796, 2012. cité section 1.4.3.
- [89] M. Le Merrer, R. Lespiat, R. Hohler et S. Cohen-Addad : Linear and non-linear wall friction of wet foams. *Soft Matter*, 11 :368–381, 2014. cité section 1.4.3.

- [90] P. M. Ireland et G. J. Jameson : Drag force on a spherical particle moving through a foam : The role of wettability. *International Journal of Mineral Processing*, 102-103 :78 – 88, 2012. cité dans les sections 1.4.3 et 2.4.2.
- [91] A. D. Gopal et D. J. Durian : Relaxing in Foam. *Physical Review Letter*, 91 :188303, Oct 2003. cité section 1.4.4.
- [92] C. A. Jimenez-Junca, J. C. Gumy, A. Sher et K. Niranjana : Rheology of Milk Foams Produced by Steam Injection. *Journal of Food Science*, 76(9) :E569–E575, 2011. cité dans les sections 1.4.4 et 6.1.
- [93] S. Saintpère, B. Herzhaft, A. Toure et S. Jollet : Rheological Properties of Aqueous Foams for Underbalanced Drilling. *Society of Petroleum Engineers*, 1999. cité section 1.4.4.
- [94] M. E. Möbius, G. Katgert et M. van Hecke : Relaxation and flow in linearly sheared two-dimensional foams. *Europhysics Letters*, 90(4) :44003, may 2010. cité section 1.4.4.
- [95] J.M. Alvarez, H.J. Rivas et W.R. Rossen : Unified Model for Steady-State Foam Behavior at High and Low Foam Qualities. *SPE Journal*, 6, 2001. cité section 1.4.4.
- [96] A. R. Kowcszek et H. J. Bertin : Foam Mobility in Heterogeneous Porous Media. *Transport in Porous Media*, 52 :17–35, 2003. cité section 1.4.4.
- [97] M. Buchgraber, L. M. Castanier et A. R. Kowcszek : Microvisual Investigation of Foam Flow in Ideal Fractures : Role of Fracture Aperture and Surface Roughness. *SPE Annual Technical Conference and Exhibition*, 1 2012. cité dans les sections 1.4.4 et 3.3.3.
- [98] D. Germain et M. Le Merrer : Bubbles slipping along a crenelated wall. *Europhysics Letters*, 115(6) :64005, 2016. cité section 1.4.4.
- [99] S. Wichchukit, M. J. McCarthy et K. L. McCarthy : Flow Behavior of Milk Chocolate Melt and the Application to Coating Flow. *Journal of Food Science*, 70(3) :E165–E171, 2005. cité section 1.5.
- [100] L. Landau et B. Levich : Dragging of a Liquid by a Moving Plate. In Pierre Pelcé, éditeur : *Dynamics of Curved Fronts*, pages 141 – 153. Academic Press, San Diego, 1988. cité dans les sections 1.5 et 1.5.1.
- [101] B. Derjaguin : On the thickness of the liquid film adhering to the walls of a vessel after emptying. *Progress in Surface Science*, 43(1) :134 – 137, 1993. cité dans les sections 1.5 et 1.5.1.
- [102] E. Rio et François B. : Withdrawing a solid from a bath : How much liquid is coated? *Advances in Colloid and Interface Science*, 247 :100 – 114, 2017. Dominique Langevin Festschrift : Four Decades Opening Gates in Colloid and Interface Science. cité section 1.5.1.
- [103] R. Krechetnikov et G. M. Homsy : Experimental study of substrate roughness and surfactant effects on the Landau-Levich law. *Physics of Fluids*, 17(10) : 102108, 2005. cité section 1.5.1.
- [104] J. Seiwert : *Entraînements visqueux*. Thèse, Ecole Polytechnique X, Sep 2010. cité dans les sections 1.5.1, 1.21, 1.5.3, 5.1.2 et 5.2.5.
- [105] A. Nasto, P.-T. Brun et A. E. Hosoi : Viscous entrainment on hairy surfaces. *Phys. Rev. Fluids*, 3 :024002, Feb 2018. cité section 1.5.1.

- [106] M. Maillard, J. Boujlel et P. Coussot : Solid-Solid Transition in Landau-Levich Flow with Soft-Jammed Systems. *Phys. Rev. Lett.*, 112 :068304, Feb 2014. cité dans les sections 1.5.2, 1.18, 1.5.2 et 5.3.4.
- [107] C. Gutfinger et J. A. Tallmadge : Films of non-Newtonian fluids adhering to flat plates. *AIChE Journal*, 11(3) :403–413, 1965. cité section 1.5.2.
- [108] B. Trottet, M. Marconati, J. Keddie et M. Ramaioli : Mastering the Coating Thickness Obtained Using Liquids with a Yield-Stress. *Chemical Engineering Transactions*, 57 :1897–1902, Mar. 2017. cité dans les sections 1.18 et 1.5.2.
- [109] A. Fredrickson et R. B. Bird : Non-Newtonian Flow in Annuli. *Industrial & Engineering Chemistry*, 50(3) :347–352, 1958. cité dans les sections 1.5.2, 1.19 et 1.20.
- [110] 森芳郎 et 乙竹直 : 二重管の塑性流動. *化学工学*, 17(6) :224–229, 1953. cité dans les sections 1.5.2 et 5.3.5.
- [111] W. M. Laird : Slurry and Suspension Transport—Basic Flow Studies on Bingham Plastic Fluids. *Industrial & Engineering Chemistry*, 49(1) :138–141, 1957. cité section 1.5.2.
- [112] R. W. Hanks : The Axial Laminar Flow of Yield-Pseudoplastic Fluids in a Concentric Annulus. *Industrial & Engineering Chemistry Process Design and Development*, 18(3) :488–493, 1979. cité dans les sections 1.5.2 et 1.5.2.
- [113] E. J. Fordham, S. H. Bittleston et M. A. Tehrani : Viscoplastic flow in centered annuli, pipes, and slots. *Industrial & Engineering Chemistry Research*, 30(3) : 517–524, 1991. cité dans les sections 1.5.2, 5.3.4 et 7.3.
- [114] W. J. Smit, C. Kusina, J.-F. Joanny et A. Colin : Stress Field inside the Bath Determines Dip Coating with Yield-Stress Fluids in Cylindrical Geometry. *Phys. Rev. Lett.*, 123 :148002, Sep 2019. cité dans les sections 1.20, 1.5.3, 5.3.4, 5.22, 5.3.5 et 7.3.
- [115] H.S. Kheshgi, S.F. Kistler et L.E. Scriven : Rising and falling film flows : Viewed from a first-order approximation. *Chemical Engineering Science*, 47(3) :683 – 694, 1992. cité section 1.5.2.
- [116] O. Kim et J. Nam : Confinement effects in dip coating. *Journal of Fluid Mechanics*, 827 :1–30, 2017. cité section 1.5.2.
- [117] A. Le Goff : *Impact figures : tunnels, vases, spirals and bamboos*. Thèse, Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, Dec 2009. cité dans les sections 1.21, 1.5.3, 5.1.2 et 5.2.5.
- [118] W. Drenckhan et A. Saint-Jalmes : The science of foaming. *Advances in Colloid and Interface Science*, 222 :228 – 259, 2015. cité section 2.3.
- [119] W. Drenckhan, S. Gatz et D. Weaire : Wave patterns of a rivulet of surfactant solution in a Hele-Shaw cell. *Physics of Fluids*, 16(8) :3115–3121, 2004. cité section 2.3.1.
- [120] S.J. Cox et E. Janiaud : On the structure of quasi-two-dimensional foams. *Philosophical Magazine Letters*, 88(9-10) :693–701, 2008. cité section 2.3.1.
- [121] C. Quilliet, M.A.P. Idiart, B. Dollet, L. Berthier et A. Yekinia : Bubbles in sheared two-dimensional foams. *Colloids and Surfaces A : Physicochemical and Engineering Aspects*, 263(1) :95 – 100, 2005. cité section 2.3.1.

- [122] C. A. Schneider, W. S. Rasband et K. W. Eliceiri : NIH Image to ImageJ : 25 years of image analysis. *Nature methods*, 9(7) :671, 2012. cité dans les sections 2.3.2 et 2.4.1.
- [123] E. C. Bingham : An investigation of the law of plastic flow. *Bulletin of the Bureau of Standards*, 13 :309–353, 6 1916. cité section 2.5.
- [124] C. Cohen : *Mécanismes moléculaires de la friction aux interfaces polymères souples*. Thèse, Université Paris-Sud, France, 2011. cité section 2.6.1.
- [125] F. Restagno, J. Crassous, E. Charlaix et M. Monchanin : A new capacitive sensor for displacement measurement in a surface-force apparatus. *Measurement Science and Technology*, 12(1) :16, 2001. cité section 2.6.1.
- [126] M. Marchand, F. Restagno, E. Rio et F. Boulogne : Roughness-Induced Friction on Liquid Foams. *Physical Review Letter*, 124 :118003, Mar 2020. cité section 3.3.3.
- [127] S. Cohen-Addad, R. Höhler et Y. Khidas : Origin of the Slow Linear Viscoelastic Response of Aqueous Foams. *Physical Review Letter*, 93 :028302, Jul 2004. cité section 4.1.1.
- [128] M. Grzelka : *Mécanismes de frottement aux interfaces polymères liquides / solide : propriétés de glissement et structure interfaciale*. Thèse, Université Paris-Saclay, France, 2019. cité section 4.4.
- [129] M. Grzelka, I. Antoniuk, E. Drockenmuller, A. Chennevière, L. Léger et F. Restagno : Viscoelasticity-Induced Onset of Slip at the Wall for Polymer Fluids. *ACS Macro Letters*, 9(7) :924–928, 2020. cité section 5.2.5.
- [130] M. Maillard, J. Bleyer, A. L. Andrieux, J. Boujlel et P. Coussot : Dip-coating of yield stress fluids. *Physics of Fluids*, 28(5) :053102, 2016. cité section 5.22.
- [131] G. M. Campbell et E. Mougeot : Creation and characterisation of aerated food products. *Trends in Food Science & Technology*, 10(9) :283 – 296, 1999. cité section 6.2.
- [132] K. Nishinari, M. Turcanu, M. Nakauma et Y. Fang : Role of fluid cohesiveness in safe swallowing. *NPJ Science of Food*, 3(5), 2019. cité section 6.2.
- [133] G. K. Essick, A. Chopra, S. Guest et F. McGlone : Lingual tactile acuity, taste perception, and the density and diameter of fungiform papillae in female subjects. *Physiology & Behavior*, 80(2) :289 – 302, 2003. cité section 6.2.
- [134] E. A. Foegeding, C. J. Vinyard, G. Essick, S. Guest et C. Campbell : Transforming Structural Breakdown into Sensory Perception of Texture. *Journal of Texture Studies*, 46(3) :152–170, 2015. cité section 6.2.
- [135] B. Linne et C. T. Simons : Quantification of Oral Roughness Perception and Comparison with Mechanism of Astringency Perception. *Chemical Senses*, 42(7) :525–535, 06 2017. cité section 6.2.
- [136] D. Larousserie : La physique perce les mystères du glissement des mousses sur la langue. *Le Monde*, 2020. cité section 6.2.
- [137] S. Guilbaud : Quand la mousse s’y frotte. *La Recherche*, 2020. cité section 6.2.
- [138] B.V. Zhmud, F. Tiberg et K. Hallstenson : Dynamics of Capillary Rise. *Journal of Colloid and Interface Science*, 228(2) :263 – 269, 2000. cité section 7.1.1.
- [139] J Szekely, A.W Neumann et Y.K Chuang : the rate of capillary penetration and the applicability of the washburn equation. *Journal of Colloid and Interface Science*, 35(2) :273 – 278, 1971. cité section 7.1.1.

- [140] D Quéré : [Inertial capillarity](#). *Europhysics Letters (EPL)*, 39(5) :533–538, sep 1997. cité section [7.1.1](#).
- [141] C.H. Bosanquet M.A. : [LV. On the flow of liquids into capillary tubes](#). *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, 45(267) :525–531, 1923. cité section [7.1.1](#).
- [142] R. Lucas : [Ueber das Zeitgesetz des kapillaren Aufstiegs von Flüssigkeiten](#). *Kolloid-Zeitschrift*, 23 :15–22, 1918. cité section [7.1.1](#).
- [143] E. W. Washburn : [The Dynamics of Capillary Flow](#). *Phys. Rev.*, 17 :273–283, Mar 1921. cité dans les sections [7.1.1](#) et [7.1.1](#).
- [144] N. Fries et M. Dreyer : [An analytic solution of capillary rise restrained by gravity](#). *Journal of Colloid and Interface Science*, 320(1) :259 – 263, 2008. cité section [7.1.1](#).
- [145] N. Fries et M. Dreyer : [The transition from inertial to viscous flow in capillary rise](#). *Journal of Colloid and Interface Science*, 327(1) :125 – 128, 2008. cité section [7.1.1](#).
- [146] B. Géraud, L. Jørgensen, L. Petit, H. Delanoë-Ayari, P. Jop et C. Barentin : [Capillary rise of yield-stress fluids](#). *EPL (Europhysics Letters)*, 107(5) :58002, aug 2014. cité dans les sections [7.2](#) et [7.1.2](#).
- [147] M. Clerget, A. Delvert, y L. Courbin et P. Panizzaz : [Different scenarios of shrinking surface soap bubbles](#). *American Journal of Physics*, 2020. accepté. cité section [7.5](#).
- [148] L. Sibaiya : [Time of Collapse of a Soap Bubble](#). *Nature*, 149, 1942. cité dans les sections [7.5](#) et [7.5](#).
- [149] A. V. Grosse : [Efflux Time of Soap Bubbles and Liquid Spheres](#). *Science*, 156(3779) :1220–1222, 1967. cité dans les sections [7.5](#) et [7.5](#).
- [150] D. P. Jackson et S. Sleyman : [Analysis of a deflating soap bubble](#). *American Journal of Physics*, 78(10) :990–994, 2010. cité dans les sections [7.5](#), [7.5](#) et [7.5](#).



Titre : Frottement de mousses liquides sur des surfaces rugueuses

Mots clés : Mousse, Enduction, Surfaces, Rugosité, Glissement, Frottement

Résumé : Pour caractériser le frottement de mousses liquides sèches sur des surfaces de rugosités contrôlées, nous introduisons des surfaces rugueuses dans des mousses liquides monodisperses de fraction liquide contrôlée. Dans cette expérience, nous mesurons la force exercée par la mousse sur les surfaces et nous imageons le mouvement des bords de Plateau. Cela nous permet d'identifier trois régimes de frottement des mousses : le glissement, le collé-glissé et le régime d'ancrage des bulles. Nous proposons un unique paramètre pour décrire le passage du régime de collé-glissé au régime d'ancrage. Lors de l'introduction des lames, nous proposons un modèle pour chaque régime de frottement identifié. Lorsque les contraintes relaxent à la suite de l'introduction, nous montrons que le temps de relaxation de la contrainte est une propriété de la mousse

et n'est pas affecté par le régime de frottement des mousses. Nous montrons que la contrainte à la fin du régime de relaxation donne accès à une bonne estimation de la contrainte seuil des mousses. Après la relaxation de la contrainte, nous extrayons les surfaces hors des bains de mousse. Nous relierons alors l'écoulement de la mousse aux forces mesurées et à l'apparition de dépôts de mousse.

Dans une seconde partie, nous observons la montée capillaire de mousses dans différentes géométries. En particulier, nous nous concentrons sur une expérience modèle dans laquelle une unique bulle entre dans un tube en verre. Cela permet de discuter les influences de différents modèles de frottements d'interfaces liquides sur des surfaces lisses sur la montée capillaire de mousses.

Title : Friction of liquid foams on rough surfaces

Keywords : Foam, Coating, Surfaces, Roughness, Slip, Friction

Abstract : To characterize foam friction on rough solid surfaces, we introduce plates of controlled roughness in dry monodisperse liquid foams of diverse liquid fractions. During this experiment, we record the force exerted on the rough surface, and the motion of the Plateau borders of the foam. This allowed us to identify three different friction regimes for foams : slip, stick-slip, and anchored regime. We quantify the forces during the entry of the surfaces in each regime, and we propose a new model for the until now unexplored stick-slip regime. We identify a single parameter that dictates whether the friction regime is stick-slip or anchored. After the introduction of the surfaces, the stresses relax to a constant value. We show that

the characteristic time of evolution for the relaxation of force is not linked to the friction regimes we identified but is rather a foam property. We show that the constant stress at the end of relaxation for the anchored regime is a good estimate of the yield stress of the foam. At the end of relaxation, the surfaces are extracted out of the foam. We link the forces and the flowing motion in the foam tank during this experiment to the apparition of a foam deposit on the surfaces.

In a second part, we observed the capillary rise of foams in different geometries. In particular, we focused on the entry of a single bubble in a tube, allowing us to highlight the pertinence of different modelisations of the motion of liquid interfaces on smooth surfaces.