



HAL
open science

Perception de la texture en bouche : une approche biomimétique

Jean-Baptiste Thomazo

► **To cite this version:**

Jean-Baptiste Thomazo. Perception de la texture en bouche : une approche biomimétique. Matière Molle [cond-mat.soft]. Sorbonne Université, 2019. Français. NNT : 2019SORUS388 . tel-03022203

HAL Id: tel-03022203

<https://theses.hal.science/tel-03022203v1>

Submitted on 24 Nov 2020

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.



Research



THÈSE DE DOCTORAT
DE SORBONNE UNIVERSITÉ

École doctorale 564 : Physique en Île de France

présentée par

Jean-Baptiste THOMAZO

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE SORBONNE UNIVERSITÉ

**Perception de textures en bouche :
Une approche biomimétique**

Thèse soutenue le 8 Octobre 2019 devant le jury composé de :

M. Gérard CUVELIER	Examineur
M. Yoël FORTERRE	Rapporteur
M. Hamid KELLAY	Rapporteur
M. Benjamin LE RÉVÉREND	Membre invité
M. Alexis PREVOST	Directeur de thèse
Mme. Suzie PROTIÈRE	Examinatrice
Mme. Olivia DU ROURE	Présidente du jury
M. Élie WANDERSMAN	Co-Directeur de thèse

Remerciements

Je souhaite remercier en premier lieu les membres du jury, Gérard Cuvelier, Yoël Forterre, Hamid Kellay, Suzie Protière et Olivia du Roure qui ont accepté d'examiner mon travail et l'ont enrichi par leur remarques. Merci en particulier à Hamid et Yoël qui ont pris le temps de relire et rapporter ma thèse dans le détail, et à Olivia qui a pris le rôle de la présidence du jury.

Je remercie également l'ensemble des personnes qui m'ont encadrés pendant cette thèse, Alexis Prevost et Élie Wandersman pour l'encadrement universitaire et Benjamin Le Révérend, Isabelle Barbotteau, Élodie Soussan et Giulia Marchesini pour l'encadrement industriel.

Je suis spécialement reconnaissant à Alexis et Élie pour leur disponibilité et la patience avec laquelle ils m'ont expliqué comment présenter des données scientifiques efficacement. Au delà du travail quotidien, j'ai particulièrement apprécié les diverses discussions de physique théorique que nous avons pu avoir.

Je remercie ensuite Benjamin Le Révérend de m'avoir fait confiance pour participer à cette collaboration et pour son accueil dans son équipe au centre de recherche de Lausanne pendant 6 mois. Merci enfin à Isabelle, Élodie et Giulia pour leur écoute, leurs conseils et leur accueil au centre de développement de Lisieux au cours de ces 3 ans.

Je remercie ensuite les diverses personnes qui ont apporté une pierre plus ou moins conséquente à ce projet. Je remercie Georges Debrégeas, en tant que parrain de thèse et nouveau directeur du laboratoire Jean Perrin, et Christian Frétigny, en tant que tuteur scientifique, de s'être porté garants de mon état psychologique et de la rigueur scientifique de ma thèse. Merci aussi à Léa-Lætitia Pontani pour ses remarques pertinentes sur mon travail, toujours avec le sourire.

Je remercie Benoît Semin d'avoir pris sur son temps pour m'aider à obtenir des particules de taille contrôlé. Je remercie Antoine Chateauminois et Jessica Delavoipière pour les discussions fructueuses pour le développement d'un dispositif de tribologie avec imagerie en milieu humide. Je remercie Éric Lauga pour sa disponibilité pour discuter des aspects théoriques de ce travail.

Je remercie les membres du centre de recherche Nestlé de Lausanne pour leur accueil. En particulier, merci à Luca Amagliani, Béatrice Aubert, Mathieu Destribats, Stéphanie Michlig et Christophe Schmitt pour leur participation au projet et aux autres membres de l'équipe *Perception Physiology* pour leur accueil chaleureux.

Je remercie enfin les stagiaires, Congcong Jiang, Gaëlle El Asmar, Nolwenn Garnier et Samy Kerroumy pour leur contribution expérimentale indispensable.

Sur des aspects moins professionnels, je remercie l'ensemble du laboratoire Jean Perrin. Merci à l'ex-directeur Didier Chatenay pour sa présence scientifique et humaine inébranlable et l'ex-gestionnaire Marie-Nicole Colonnelle aujourd'hui à la retraite pour sa flexibilité et son efficacité, ainsi que pour toutes les attentions sucrées. Merci à Malika Pierrat d'avoir pris la relève administrative aussi vite.

Merci aussi aux précaires (stagiaires, doctorants et post-doctorants), grands contributeurs de la bonne ambiance générale du laboratoire.

Enfin, je remercie mes amis et ma famille qui m'ont toujours soutenu pendant ces 3 années.

Table des matières

1	Introduction	5
2	Langue et texture en bouche	9
1	Perception de la texture en bouche	9
1.1	Alimentation et santé	9
1.2	Définition de la texture alimentaire	11
2	Physiologie	11
2.1	Le doigt humain	12
2.2	La cavité orale	16
2.3	Comparaison entre langue et doigt chez l'Homme	22
3	Comportement et caractérisation sensorielle	23
3.1	Une expérience type d'analyse sensorielle	24
3.2	Mise en place de la mesure	24
3.3	Résultats et interprétation	26
3.4	Biais potentiels	26
3.5	Limites de l'analyse sensorielle	28
4	Mesure instrumentale de la texture alimentaire	28
4.1	Élaboration des mesures	28
4.2	Tribologie	30
4.3	Rhéologie	31
5	Synthèse et sujet de thèse	36
3	Modélisation	39
1	Introduction	39
2	Modélisation physique	41
2.1	Description	41
2.2	Paramètres hydrodynamiques et élastiques	42
2.3	Modèle théorique [1]	43
2.4	Vitesses longitudinale et transversale	44
2.5	Résumé du problème adimensionné	46
2.6	Résolution [1]	47
2.7	Contraintes et déformations en base de papille [1]	47
2.8	Conclusion	48

3	Modélisation expérimentale	48
3.1	Fabrication du système	48
3.2	Déroulement d'une expérience type	54
3.3	Mesure de la déflexion	56
3.4	Mesure avec un fluide simple	58
4	Conclusion	66
4	Fluides complexes	67
1	Liquides homogènes non-newtoniens	67
1.1	Introduction	67
1.2	Fabrication du produit laitier modèle	68
1.3	Caractérisation rhéologique	68
1.4	Mesure avec langue	69
1.5	Conclusion sur les fluides rhéofluidifiants	71
2	Liquides hétérogènes	71
2.1	Considérations physiques générales	72
2.2	Perception des particules et des émulsions	73
2.3	Physique des interactions piliers-particules	74
2.4	Matériels et méthodes	75
2.5	Déflexion d'un pilier dans un écoulement hétérogène	79
2.6	Événements individuels	86
2.7	Modélisation statistique	90
2.8	Modélisation théorique des interactions	94
2.9	Conclusion sur les milieux hétérogènes	103
5	Effets collectifs	105
1	Introduction	105
2	Expériences	108
2.1	Montage expérimental	108
2.2	Résultats	110
3	Modélisation théorique	111
3.1	Calcul du couplage entre piliers	112
3.2	Approche phénoménologique	119
3.3	Discussion des modèles	122
3.4	Conséquences pour la perception en bouche	123
6	Conclusion et Perspectives	125
1	Conclusion	125
2	Perspectives	127
A	Détails des calculs	131
1	Fonction de normalisation	131
2	Modélisation des collisions	132
2.1	Moyenne et variance de l'amplitude	132

TABLE DES MATIÈRES

3

2.2 Moyenne et variance du signal 133

Chapitre 1

Introduction

L'appréciation d'un aliment est une expérience multisensorielle qui fait appel aux cinq sens que sont le goût, l'odorat, la vision, l'ouïe et le toucher. Le sens du toucher est généralement associé à la main et aux doigts et confère à l'Homme des capacités remarquables pour manipuler des objets et en apprécier la forme et la texture avec une très grande sensibilité. La perception tactile en bouche a été à ce jour peu étudiée, et les seules études existantes montrent cependant que la sensibilité tactile en bouche concurrence largement celle du doigt. L'Homme est en effet capable de discriminer d'infimes variations de texture dans la composition d'un aliment. Cette texture est un facteur clé de son appréciation, même si le consommateur n'en est généralement pas conscient tant qu'elle n'est pas déplaisante. Elle est d'ailleurs pointée du doigt majoritairement lorsqu'elle pose problème, comme c'est le cas pour un biscuit mou, un pain dur, ou une salade caoutchouteuse, ou alors lorsqu'un grain de sable est présent dans une bouchée...

Pour évaluer la texture des aliments, les entreprises agroalimentaires font principalement appel à des panels de testeurs humains qui sont soumis à des tests sensoriels. Ces campagnes de mesures sont cependant coûteuses et chronophages. Pour pallier ces limitations, les industriels ont donc développé des méthodes instrumentales (rhéologie, tribologie) pour caractériser les propriétés mécaniques et rhéologiques des aliments, qu'ils cherchent à corrélérer aux données sensorielles. Cependant, le comportement mécanique et rhéologique des aliments est souvent très complexe, ce qui ne facilite pas un classement rationalisé des textures sondées. Ces mesures apportent la plupart du temps une information empirique qu'il est difficile de généraliser sur une gamme de produits. Enfin, ces mesures n'ont pas permis de mettre en évidence les mécanismes physiques responsables de la super-sensibilité du système langue-palais humain.

Face à cette problématique fondamentale et industrielle, le groupe Nestlé et plus particulièrement son Centre de Recherche basé à Lausanne

en Suisse, a réuni en 2015 trois équipes de chercheurs aux compétences complémentaires pour étudier la perception de textures dans la cavité orale. L'équipe de Ellen Lumpkin à Columbia University (New-York, USA) s'est intéressée d'une part aux aspects neurophysiologiques de la langue chez la souris. Eric Lauga du Department of Mathematics and Theoretical Physics à l'Université de Cambridge (Cambridge, Royaume-Uni) a développé des modèles biomécaniques de la perception en bouche. Enfin, l'équipe Mécanique des systèmes biologiques intégrés et artificiels du Laboratoire Jean Perrin dans laquelle j'ai effectué ma thèse s'est concentrée sur les aspects physiques d'un point de vue expérimental.

La perception de la texture d'un aliment en bouche peut se décomposer schématiquement en trois étapes successives.

- L'entrée mécanique résultante des interactions mécaniques entre aliments et parois orales (langue, palais).
- La traduction neuronale du signal mécanique par des terminaisons nerveuses mécanosensibles (encore appelées mécanorécepteurs) présentes sous la surface des parois orales.
- L'intégration de la séquence de signaux nerveux par le cortex somatosensoriel qui conduit à une représentation neuronale de la texture.

Cette thèse a consisté à étudier exclusivement la première étape. Nous avons cherché en particulier à comprendre comment les propriétés mécaniques et topographiques de la langue participent à la mise en forme du signal mécanique arrivant au niveau des mécanorécepteurs sous-cutanés. La langue est un muscle dont la surface dorsale est recouverte de myriades de papilles de différents types, en particulier les papilles filiformes assimilables à de longs cylindres. Ces structures sont très allongées et à l'image de nombreuses structures ciliaires en biologie, elles sont susceptibles de participer à la transduction des contraintes mécaniques.

Pour étudier ces questions, nous présenterons dans cette thèse une approche biomimétique qui a consisté à reproduire de façon minimale le fonctionnement de la cavité orale. Notre dispositif est constitué d'un rhéoscope - combinaison d'un rhéomètre et d'un microscope - sur lequel est placé une langue artificielle décorée de piliers cylindriques que l'on assimile à des papilles filiformes. L'outil tournant du rhéomètre permet d'imposer le mouvement du liquide placé sur la langue artificielle pendant que la partie microscope permet d'imager la déformation des papilles artificielles sous écoulement.

Ce manuscrit de thèse s'organise comme suit.

Dans le Chapitre 2, nous présentons un état de l'art de la perception de textures dans la cavité orale, d'un point de vue physiologique, neuronal, comportemental et instrumental.

Dans le Chapitre 3, nous décrivons le modèle physique sur lequel nous nous sommes appuyés et les détails expérimentaux du dispositif. Nous verrons ainsi comment le dispositif que nous avons mis au point permet de mesurer la déformation de piliers cylindriques flexibles, assimilés à des papilles filiformes, sous un écoulement simple.

Afin de nous rapprocher des liquides alimentaires, nous verrons au Chapitre 4 comment la déformation des piliers est modifiée lorsque le fluide testé est rhéofluidifiant. Nous utiliserons également des suspensions granulaires comme modèles simplifiés d'émulsions alimentaires, et nous mettrons en évidence comment la présence de particules dans la phase continue modifie la dynamique des papilles sous écoulement.

Enfin, dans le Chapitre 5, nous chercherons à comprendre comment la densité de papilles filiformes affecte la perception de textures. Nous verrons que les interactions papilles–papilles modifient leur déflexion.

Notons enfin que cette thèse s'est déroulée dans le cadre d'un contrat CIFRE - Conventions Industrielles de Formation par la REcherche - le NDC (Nestlé Development Center) Lisleux, centre de recherche du groupe Nestlé spécialisé dans la recherche et le développement des produits laitiers frais, avec le support scientifique du Centre de Recherche de Lausanne. L'engagement de Nestlé en terme de nutrition et de santé du consommateur s'est traduit par une réduction de la teneur en sels, sucres et matières grasses de ses produits depuis plusieurs années. A l'heure actuelle, la demande des consommateurs s'oriente également vers des aliments de moins en moins transformés et sans additifs (Clean label). Il s'avère malheureusement que le remplacement total ou partiel de ces ingrédients dans les aliments a souvent pour conséquence de produire des effets néfastes sur leurs caractéristiques sensorielles, et en particulier leur texture. Dans ce cadre, 6 mois de la thèse se sont déroulés au Centre de Recherches de Lausanne pour y transférer les connaissances et le savoir-faire et mettre au point un dispositif de mesure identique à celui du Laboratoire Jean Perrin. Ce dispositif est actuellement utilisé pour valider et utiliser les conclusions de ce travail de thèse sur des produits alimentaires réels.

Chapitre 2

Langue et texture en bouche

Sommaire

1	Perception de la texture en bouche	9
2	Physiologie	11
3	Comportement et caractérisation sensorielle . .	23
4	Mesure instrumentale de la texture alimentaire	28
5	Synthèse et sujet de thèse	36

1 Perception de la texture en bouche

1.1 Alimentation et santé

La texture est une propriété sensorielle découlant principalement des interactions entre aliments et tissus oraux. Comme nous le verrons par la suite, ce sont principalement les aspects mécaniques qui importent. La texture est une des caractéristiques clés pour déterminer la qualité d'un produit alimentaire. Parmi les trois facteurs d'acceptabilité de la nourriture avec le goût et l'apparence, la texture est celle qui a reçu le moins d'attention de la part de la recherche au cours du siècle dernier [2, 3]. Pour cause, la texture, à la différence de la couleur ou du goût, ne se formule pas seulement à partir d'ingrédients spécifiques, mais est aussi déterminée par le processus industriel de production des aliments [4]. La texture est en général considérée comme acquise par les consommateurs [5], c'est-à-dire qu'ils n'y prêtent pas consciemment attention lorsqu'on leur demande d'évaluer le plaisir qu'ils ont à manger un aliment, alors qu'elle est indispensable pour reconnaître les aliments [6, 7]. Cependant, dès lors qu'une texture est défectueuse, elle est immédiatement pointée du doigt, et le produit est rejeté [5, 8].

La notion d'acceptabilité des aliments est importante en science alimentaire car elle est directement reliée à la notion de santé. La révolution industrielle entamée il y a deux siècles, suivie de la mondialisation du

siècle dernier, ont entraîné une hausse significative de la disponibilité de la nourriture dans le monde occidental [9], renversant notre rapport à l'alimentation. Le lien de cause à effet de cette augmentation avec la hausse de la prévalence d'obésité et des maladies associées comme le diabète de type II ou les cancers du système digestif a été démontré [10]. Ceci a poussé les gouvernements à promouvoir la consommation de produits contenant des fibres au détriment de ceux contenant de grandes quantités de sucre ou de matière grasse [11]. Pour accompagner cette transition, l'industrie agroalimentaire cherche donc actuellement à adapter son offre et à proposer des produits manufacturés à teneur réduite en ces ingrédients. Malheureusement, leur remplacement partiel ou total a souvent des conséquences négatives sur les qualités organoleptiques¹ des aliments que les consommateurs ne sont pas prêts à accepter [12, 13], malgré les tentatives pour essayer de réparer les défauts de texture [14–17].

Toujours dans ce cadre sanitaire, la perception de la texture par les nourrissons et les jeunes enfants est un facteur important de leur développement. Au début de sa vie, les systèmes de mastication et de déglutition ne permettent pas à l'enfant d'ingérer autre chose que de la nourriture liquide. En grandissant, le développement de ces deux systèmes ainsi que la pousse des dents lui permet peu à peu d'augmenter la gamme des textures qu'il peut apprécier. D'une façon générale, l'enfant rejette la nourriture dont il n'arrive pas à appréhender la texture et préfère la nourriture qu'il peut manipuler non seulement avec la bouche mais aussi avec les doigts de la main [18]. Ceci suggère une complémentarité évidente de la langue et du doigt pour la perception de texture des aliments. Comprendre le fonctionnement de la perception de texture en bouche permettrait de mieux prédire quels aliments sont convenables en fonction de l'âge des enfants.

Dans un autre registre toujours lié à la santé, le lien entre texture et santé est plus direct dans le cadre notamment des maladies qui peuvent entraîner une dysphagie², comme la maladie de Parkinson ou les cancers des voies d'alimentation. La conséquence la plus directe de la dysphagie est la fausse-route menant à la suffocation voire à la pneumonie, ou, par peur de fausse-route, à la déshydratation chronique et à la malnutrition [19–21].

Afin d'apporter une réponse adaptée à ces différentes situations, et de pouvoir prédire d'une manière plus systématique les paramètres qui sous-tendent l'acceptation des aliments, une meilleure compréhension de la perception des textures et des mécanismes physiques sous-jacents est donc re-

1. Résultant de l'excitation des sens par un aliment

2. Difficulté voire impossibilité à déglutir

quise [4, 22].

1.2 Définition de la texture alimentaire

En sciences alimentaires, la normalisation technologique de la texture se heurte au caractère sensoriel des mesures censées la caractériser [23]. Depuis une cinquantaine d'années, il est possible de trouver dans la littérature scientifique un grand nombre de définitions de la texture dans le contexte alimentaire [2, 4, 5, 23–30], que l'on peut tenter de résumer par les propositions suivantes :

- La texture est une propriété sensorielle et ne peut être perçue que par un être vivant.
- Elle est la perception résultante d'une association de sensations.
- Elle dérive de la structure de la nourriture, et principalement de ses propriétés mécaniques et rhéologiques.
- Elle est majoritairement associée au sens du toucher, mais fait parfois intervenir d'autres sens comme l'ouïe [31] et la vue [32].

Bien qu'il soit tentant d'écarter d'emblée le goût et l'odorat pour la perception de la texture en bouche, il est important de noter que certains mécano-récepteurs peuvent être activés chimiquement [33], essentiellement *via* les nerfs trijumeaux, qui sont les nerfs spécialisés dans les sensations tactiles, la douleur et la détection chimique des composés irritants [34].

2 Physiologie

Pour comprendre l'origine des sensations menant à la perception de texture, nous allons détailler dans ce qui suit la physiologie des organes tactiles.

La perception de la texture d'une surface est un problème qui a déjà reçu beaucoup d'attention dans le cadre du toucher digital. La définition de la texture d'une surface est, à l'inverse de la texture alimentaire, déjà bien définie. Il s'agit des caractéristiques géométriques et mécaniques des petites déviations de la surface par rapport à un plan de référence. Les ingrédients de l'interaction entre une surface et l'organe tactile ont été détaillés et comportent principalement du frottement solide. Enfin, la réponse neurologique des mécano-récepteurs sous-cutanés du doigt a déjà fait l'objet de plusieurs études et est aujourd'hui bien décrite. La question de la texture alimentaire est, à l'inverse, moins bien définie. D'un point de vue physique, la perception de texture est un problème à trois corps (langue/aliment/palais), contre deux pour la perception de surface par le doigt (doigt/surface), et fait intervenir des propriétés de surface mais aussi de volume. La question du lien entre propriétés rhéologiques et tribologiques des aliments et l'entrée mécanique reçue par les mécano-récepteurs des parois orales est une question

souvent posée, mais sans réponse complète. Par ailleurs, la caractérisation neurologique des mécano-récepteurs dans la bouche n'a pas été aussi étudié que pour le doigt. Pour avoir une première idée du fonctionnement du sens du toucher, nous allons d'abord détailler son fonctionnement dans le cas du doigt dont la physiologie est mieux connue.

2.1 Le doigt humain

L'appréciation de la texture par le doigt est telle que l'Homme est capable d'adapter avec un temps de réaction très court (de l'ordre de 10 ms) la force nécessaire pour maintenir un objet sans qu'il ne lui glisse des mains en ajustant finement la pression qu'il exerce sur la surface de l'objet avec ses doigts. La très grande sensibilité de l'organe tactile est due à la forte densité de terminaisons nerveuses mécano-sensibles sous la peau de nerfs afférents directement reliés au système nerveux central [35]. Ces terminaisons nerveuses, qu'on appelle aussi mécano-récepteurs, présentes sous la peau convertissent les déformations et les vibrations de la peau produites par contact statique et/ou dynamique du doigt avec l'objet manipulé, en séquence temporelle d'influx nerveux encore appelés potentiels d'action.

2.1.a Les mécano-récepteurs

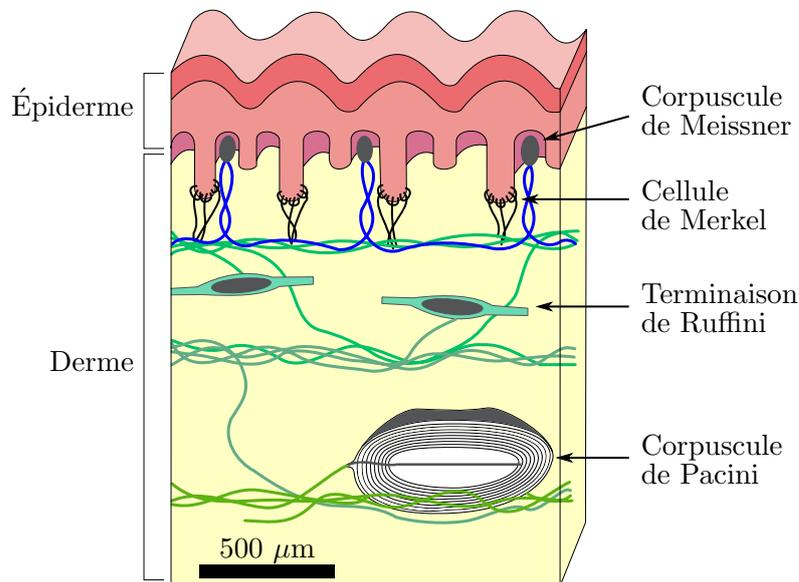


FIGURE 2.1 – Schéma en coupe d'un doigt humain montrant la répartition spatiale des quatre types de mécano-récepteurs présents sous la peau, adapté de [36].

On trouve dans la main quatre types de mécano-récepteurs, qui sont

placés à différentes profondeurs sous la surface de la peau (Fig. 2.1) : les corpuscules de Meissner et les cellules de Merkel sont à l'interface entre le derme et l'épiderme, à quelques centaines de μm sous la surface de la peau. Les terminaisons de Ruffini sont localisées à environ 1 mm sous la surface de la peau et les corpuscules de Pacini sont les plus profondément enfouis, à 2 mm sous la surface de la peau. Leur densité surfacique projetée est d'environ $1/\text{mm}^2$ et varie fortement d'un endroit à l'autre sur la main. C'est au bout des doigts qu'elle est la plus grande, elle atteint jusqu'à $10/\text{mm}^2$ [35, 37, 38].

		CHAMP RÉCEPTEUR	
		Petit	Grand
RÉPONSE TEMPORELLE	<p>Rapide</p>	FA I Meissner 	FA II Pacini
	<p>Lente</p>	SA I Merkel 	SA II Ruffini

Tableau 2.1 – Tableau récapitulatif des caractéristiques des mécano-récepteurs en fonction de la taille de leur champ récepteur et de leur réponse temporelle. Les graphes dans la partie gauche du tableau sont des représentations schématiques des résultats de mesure de type ramp and hold. La courbe supérieure montre l'amplitude A_s du stimulus mécanique appliqué tandis que chaque trait sur la ligne du dessous représente un potentiel d'action - PA - envoyé par la cellule, l'abscisse étant le temps, adapté de [37].

La réponse de chaque type de mécano-récepteur a été mesurée en utilisant des techniques de micro-neurographie développées initialement par Knibestöl et Vallbo [39]. Cette méthode consiste à insérer une micro-électrode dans le nerf afférent et à enregistrer la séquence de potentiels d'action en fonction de l'amplitude et la fréquence de la stimulation mécanique appliquée à différents endroits de la main. Les stimulations mécaniques sont généralement de deux types, soit en utilisant de longues tiges cylindriques appelés *filaments de Frey*, soit en contactant/frottant la peau avec des surfaces texturées calibrées. Dans le cas du filament de Frey, la mesure consiste à indenter la surface de la peau. Une fois que le filament flambe, la force appliquée est constante.

Ces expériences ont permis de classer les mécano-récepteurs en quatre types en fonction de leur réponse temporelle et de leur champ récepteur, défini comme l'aire de la surface de la peau sur laquelle une stimulation mécanique provoque une réponse d'une cellule mécano-sensible [40] (Tab. 2.1).

Une première distinction peut être faite entre les mécano-récepteurs en considérant la nature de leur réponse temporelle :

- Les cellules de type FA - pour *Fast Adapting* - répondent aux hautes fréquences du stimulus mécanique [41], comme par exemple celles générées par le frottement du doigt contre une surface de rugosité microscopique dont on veut apprécier la microtexture. Dans le cas d'une mesure de type *ramp and hold* (Tab. 2.1), qui consiste à appliquer une rampe de contrainte puis à maintenir cette dernière constante pendant une durée finie, ces cellules répondent en générant des potentiels d'action seulement lorsque la contrainte varie dans le temps. Les fréquences auxquelles répondent les récepteurs de type FA sont comprises entre 5 et 50 Hz pour les cellules de Meissner, alors que les cellules de Pacini ont une gamme plus large, comprise entre 40 et 400 Hz. Leur seuil de détection, définie comme la contrainte minimale provoquant la génération de potentiels d'action, est par ailleurs minimal autour de 250 Hz [41, 42].
- Dans le cas des cellules de type SA - pour *Slowly Adapting* - soumises à une expérience de type *ramp and hold*, des potentiels d'action sont générés pendant toute la stimulation, comme par exemple lorsque l'on maintient un objet dans sa main.

La deuxième distinction peut être faite sur la base de leur champ récepteur. Les mécano-récepteurs de type I (FA I et SA I) ont un champ récepteur d'environ 10 mm². Pour les récepteurs de type II, le champ récepteur est plus grand, de l'ordre de 60 mm² pour les cellules de Ruffini et 100 mm² pour les cellules de Pacini. De façon générale, on remarque que le champ récepteur est d'autant plus grand que la cellule mécano-sensible est localisée profondément sous la peau.

2.1.b Avantages mécanique et topologique du doigt

Manfredi *et al.* [44] ont caractérisé la réponse mécanique de la peau, et en particulier la propagation d'ondes mécaniques de surface. Leurs mesures consistaient à imposer une vibration mécanique normalement à la surface de la peau en un point du doigt et à mesurer le déplacement induit dans la même direction de déformation à différents endroits autour

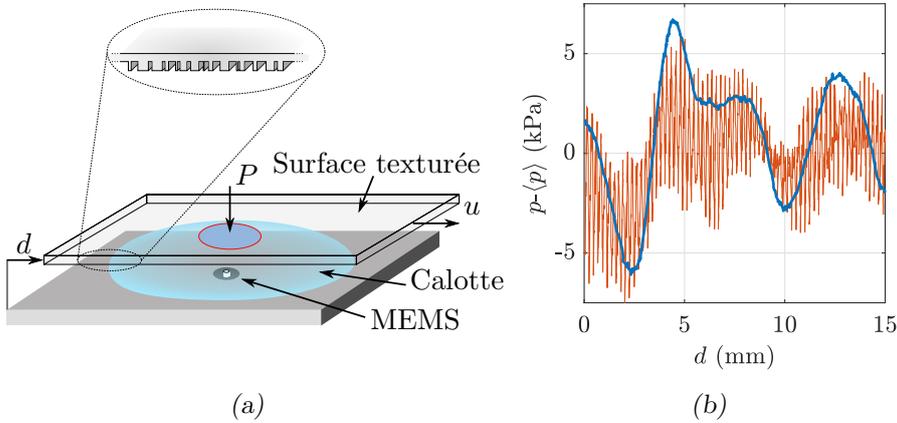


FIGURE 2.2 – (a) Schéma du montage utilisé par Scheibert *et al.* [43] pour mettre en évidence l’effet empreinte. Le MEMS - *Micro Electro-Mechanical System* - est un capteur de force qui convertit une entrée mécanique en signal électrique. Une calotte sphérique de PDMS texturé à l’image d’empreintes digitales et dont la base contient un micro-capteur de force MEMS est frottée contre une surface texturée à vitesse constante u et sous une charge constante P . Le cercle rouge décrit le contact. (b) Contrainte de pression centrée $p - \langle p \rangle$ mesurée par le MEMS en fonction du déplacement imposé d . La courbe bleue correspond au frottement de la surface texturée contre une calotte lisse et la orange à celui contre une calotte avec un réseau d’empreintes parallèles de période spatiale $\lambda_{fp} = 220 \mu\text{m}$, adapté de [43]

du point de stimulation. Leurs résultats montrent que la peau se comporte mécaniquement comme un oscillateur amorti dont l’amortissement dépend de la fréquence d’excitation. Libouton *et al.* [45] montrent en effet que même lorsque l’innervation du doigt est coupée, l’Homme est toujours capable de sentir les rugosités micrométriques, ce qui constitue une autre preuve de la capacité de la peau à propager un signal mécanique loin de la source d’excitation. Manfredi *et al.* montrent par ailleurs que lorsque la fréquence d’excitation avoisine 200 Hz, l’amortissement est le plus faible. Ce résultat fait écho à la caractérisation des cellules de Pacini dont le seuil de réponse est justement minimal pour ces fréquences. On voit donc ici un des premiers effets des propriétés mécaniques de l’organe tactile - la résonance - sur la mise en forme de l’information tactile mécanique.

Une autre propriété mécanique et géométrique de la peau qui modifie l’information tactile est la micro-texturation. La surface du doigt est pourvue de stries appelées crêtes épidermiques qui sont à l’origine des empreintes digitales. En utilisant le système biomimétique schématisé de la Figure 2.2a, Scheibert *et al.* [43] ont étudié l’avantage que procurent les empreintes digitales pour la perception tactile de textures fines, typiquement un papier

de verre de faible granulosité. Ils ont imité le fonctionnement du doigt en fabriquant des calottes en PolyDiMéthylSiloxane (PDMS) dans lesquelles étaient enfouis des micro-capteurs de force de type MEMS - pour *Micro Electro-Mechanical System* - qui miment les mécano-récepteurs. En frottant ces calottes contre des surfaces texturées modèles, ils ont montré que les empreintes digitales permettent de générer des modulations quasi-statiques des contraintes de période spatiale λ_{fp} égale à la distance moyenne entre les empreintes digitales. La Figure 2.2b montre que la présence d'empreintes permet de générer des modulations des contraintes (courbe orange), là où le frottement contre une surface lisse ne génère que des fluctuations basses fréquences (courbe bleue). Des mesures psycho-physiques chez l'Homme ont permis d'établir que la vitesse d'exploration typique pour apprécier la texture fine d'une surface est de l'ordre de $u \sim 100$ mm/s. De plus, la période spatiale moyenne des empreintes chez l'Homme adulte vaut $\lambda_{fp} \sim 500$ μ m. La fréquence temporelle typique des modulations générées grâce aux empreintes pendant le frottement vaut donc $u/\lambda_{fp} \sim 200$ Hz environ [46]. Cette fréquence est voisine de la fréquence de réponse optimale des corpuscules de Pacini qui sont impliqués dans la perception de textures fines. Ces études ont permis de lever un paradoxe : les corpuscules de Pacini sont les plus profondément enfouis dans la peau et ont un champ récepteur large. On s'attendrait donc à ce que toute fluctuation de contrainte, en surface générée par la texture soit moyennée et donc indétectable [43]. Avec les empreintes, on induit une modulation et une amplification des contraintes qui deviennent mesurables par ce type de mécanorécepteur.

2.2 La cavité orale

Si la physiologie, la neurologie et la biomécanique de la perception tactile digitale sont bien connues, les connaissances sur la perception tactile en bouche sont plus éparses. La cavité orale est la partie la plus innervée du corps humain en fibres nerveuses et en récepteurs [47]. Cette sensibilité a une fonction protectrice car la cavité orale est le lieu de transformations impliquant des forces de grande amplitude, typiquement entre 100 et 1000 N [48], qui pourraient endommager les dents, la langue ou les gencives si elles ne sont pas maîtrisées [49]. D'un point de vue évolutif, cette sensibilité permettrait aussi de s'adapter très rapidement aux contraintes en bouche pour optimiser la vitesse de traitement de la nourriture en bouche. En effet, les mammifères ne peuvent pas déglutir en même temps qu'ils mastiquent et mangent donc *par paquet* [50]. Leur rythme métabolique élevé pousse donc leur cavité orale à traiter le plus rapidement possible la nourriture. Dans la même idée, les lèvres contiennent plus de récepteurs thermosensibles que le reste du corps, avec une densité de l'ordre de 20 capteurs par cm^2 , soit 5 fois plus que dans le doigt [51], vraisemblablement pour se protéger des produits dont la chaleur ou la fraîcheur pourrait endommager les muqueuses

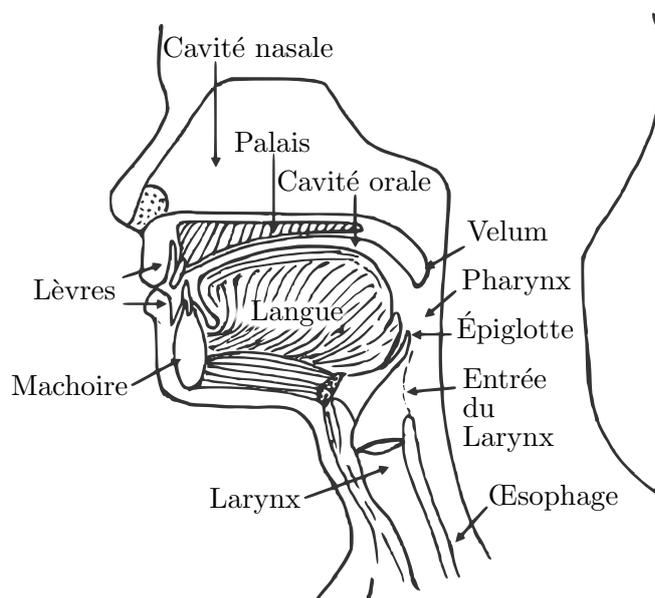


FIGURE 2.3 – Schéma anatomique de la cavité orale, tiré de [31].

orales [52].

Lors de la dégustation d'un aliment et fonction de la dureté et de la taille des particules détectées, la bouchée est broyée par les dents, manipulée par la langue et humidifiée par la salive pour former un mélange compact et homogène de salive et de l'aliment réduit en plus petites particules que l'on appelle *bolus*. Lorsque le bolus est considéré comme convenable, c'est-à-dire sans danger pour la déglutition, il est transporté par la langue à l'arrière de la bouche (Fig. 2.3), puis à l'aide des autres muscles de la gorge, il est poussé le long de l'œsophage jusqu'à arriver dans l'estomac, où il est digéré [53]. La taille finale des particules contenues dans un bolus convenable dépend notamment de leur dureté et de leur forme [49, 54]. Ces deux dernières études suggèrent donc que la taille des particules en bouche est indirectement évaluée au cours de la mastication. Au moment de la déglutition, la langue se courbe pour pousser le bolus à l'arrière de la cavité orale à une vitesse qui atteint environ 10 cm/s [19]. La perception de la texture des liquides est plus rapide parce qu'elle ne requiert aucune déstructuration avant déglutition. En effet, la durée moyenne de résidence d'un échantillon liquide en bouche est d'environ 2,5 s, pendant laquelle la langue bouge à une vitesse de l'ordre de 1 cm/s [55].

Dans la cavité orale, les dents sont spécialisées dans la sensation des vibrations [56], associées par exemple au croustillant et la détection des particules dures [57], le meilleur exemple étant la détection des grains de

sable éventuels dans la salade. La salive, quand à elle, permet le transport des composés gustatifs vers les récepteurs spécialisés du goût et joue un rôle dans la lubrification des parois orales [58]. Les lèvres sont impliquées dans la perception de température et la langue et le palais sont recouverts de terminaisons mécano-sensibles spécialisées dans la perception tactile. Dans la suite, nous allons nous intéresser plus particulièrement à la langue car son rôle dans la perception de la texture des aliments fluides et semi-solides est le sujet de cette thèse. Comme nous l'avons rappelé plus tôt, il a été montré pour le doigt que la topographie de surface joue un rôle primordial pour la détection de textures fines [43, 46, 59]. Comme nous allons le voir dans le paragraphe suivant, la langue possède aussi une topographie de surface et naturellement, la question se pose de savoir si un parallèle peut être fait avec les mécanismes de perception de textures du système doigt/empreintes.

2.2.a La langue et les papilles

Chez les mammifères, la langue est un muscle dont la partie postérieure est attachée à la partie inférieure de la bouche et dont la muqueuse dorsale est recouverte de papilles [48], avec quelques variations structurelles en fonction des espèces [61] (Fig. 2.4). Des mesures du module élastique sur des langues de porc fraîches ont révélé des valeurs de l'ordre de 15 kPa [62]. Cette mesure se compare bien à celles déduites de mesures sur des cellules épithéliales de rein de singe [63], et des cellules épithéliales humaines [64]. La langue est volontiers associée à la perception du goût des aliments, mais est aussi indispensable pour la perception de leur texture.

Chez l'Homme, le goût et de façon plus générale les sensations chimiques sur la langue sont perçues par des structures en forme d'oignon appelées bourgeons gustatifs et situées dans les papilles circumvallates, foliées et fongiformes [34]. Un quatrième type de papille, les papilles filiformes, ne possède pas de bourgeon gustatif à sa base et est associé au sens du toucher [65]. Les papilles foliées et circumvallates sont localisées respectivement sur les parties latérales et postérieure³ de la langue, et les papilles fongiformes et filiformes sur sa partie antérieure⁴. Les papilles fongiformes sont, comme leur nom l'indique, en forme de champignon - *foncus* -, c'est-à-dire en forme sphérique de diamètre typique 100 à 500 μm [48], et sont aussi associées au toucher chez l'homme [66], mais comme elles sont moins nombreuses que les papilles filiformes, elles sont écartées du sujet de cette thèse.

Chez l'Homme, les papilles filiformes sont légèrement coniques et sont composées d'un cœur de tissus conjonctifs partiellement couvert

3. Vers la gorge

4. Vers les incisives

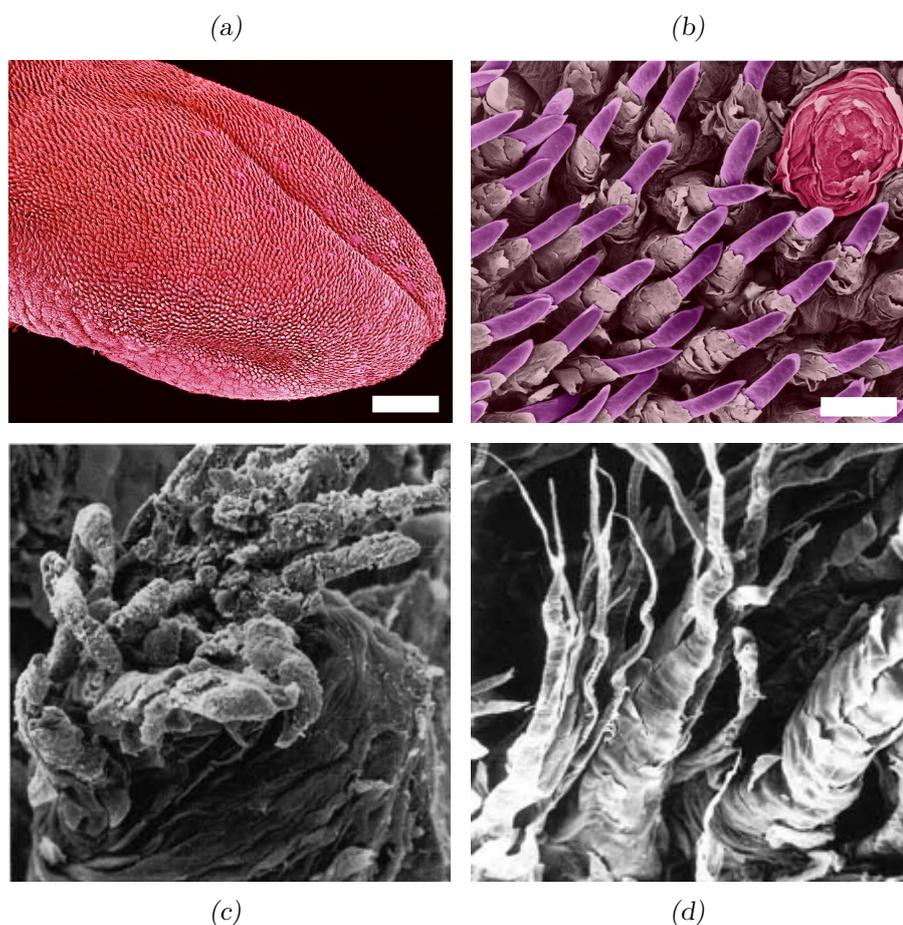


FIGURE 2.4 – (a) Langue de rat, artificiellement colorée - Image de Microscope Électronique à Balayage (MEB) de S. Nishinaga - Barre d'échelle = 1 mm (b) Zoom sur une langue de rat, artificiellement colorée, sur laquelle on voit une papille fongiforme (coin supérieur droit) et des papilles filiformes - Image MEB de D. Kunkel - Barre d'échelle = 100 μm (c) Papille filiforme humaine - tirée de [60] - Les dimensions de l'image sont 300 \times 300 μm (d) Papille filiforme de porc - tirée de [60] - Les dimensions de l'image sont 250 \times 250 μm

d'un épithélium kératinisé sur lequel sont branchés entre 3 et 12 papilles secondaires (Fig. 2.4c), plus petites [34, 48, 60, 61, 67]. Les mesures de densité révèlent des valeurs variant entre 60 et 500 papilles par cm^2 en fonction de la position sur la langue [62, 68, 69] ce qui en fait la papille la plus abondante sur la langue. Bien que la description anatomique des papilles ne semblent pas poser de difficultés, la mesure de leurs dimensions et de leur densité surfacique sont moins consensuels. Alors que Yamashita et OdDalkhsuren [70] rapportent des dimensions plutôt faibles avec une

longueur de l'ordre de 250 μm pour une largeur de 34 μm , plusieurs autres mesures donnent des dimensions plus élevées, avec des longueurs dans une gamme de 100 à 600 μm et des largeurs de 25 à 250 μm [61, 62, 68]. Certaines descriptions présentent mêmes des longueurs de l'ordre du millimètre, mais celles-ci relèvent plutôt de l'estimation d'un ordre de grandeur que d'une mesure systématique [48, 71]. Un point cependant important sur lequel tout les auteurs se rejoignent est le rapport d'aspect plutôt allongé des papilles filiformes - d'où leur nom - avec une longueur L environ 2 ou 3 fois plus élevée que leur largeur l . Qualitativement, il est manifeste que ce haut rapport d'aspect L/l soit favorable pour la perception de texture. En effet, lors d'un écoulement en bouche provoqué par les mouvements de la langue, les papilles, ayant un haut rapport d'aspect, vont avoir tendance à se déformer et à transmettre de l'information mécanique à leur base.

2.2.b La mécano-sensation en bouche

En utilisant la même méthode de micro-neurographie que pour le doigt, Johansson *et al.* [72], et Trulsson et Essick [73] un peu plus tard, ont étudié la répartition spatiale et la réponse neuronale des mécano-récepteurs sous-cutanés présents dans la langue et ont trouvé trois réponses différentes : des capteurs superficiels à adaptation rapide (FA I) ou lente (SA I) et des capteurs plus profonds à adaptation lente (SA II). De la même manière que pour le doigt, les capteurs proches de la surface ont des champs récepteurs plus faibles que ceux plus profonds avec environ 2-3 mm^2 pour les premiers contre plus de 200 mm^2 pour les seconds. La différence notable avec le doigt est que les récepteurs proches de la surface de la langue ont des champs récepteurs beaucoup plus faibles, tandis que ceux des récepteurs profonds sont similaires. Parmi leurs observations, l'absence de réponse au tapotement les pousse à conclure qu'il n'y a pas de cellules de Pacini dans la langue, comme rapporté ailleurs [74].

Ils mesurent par ailleurs des seuils de détection tactile en utilisant des filaments de Frey. Ils rapportent des valeurs de seuil de l'ordre de 0,1 mN pour les FA I et de 0,27 mN pour les SA I. Pour les SA II, l'échelle de rigidité des filaments n'était pas assez étendue pour une caractérisation complète et ils obtiennent des valeurs supérieures ou égales à 4 mN.

Ni Johansson *et al.* [72] ni Trulsson et Essick [73] ne mesurent les densités effectives des différents mécano-récepteurs en bouche, mais les seconds remarquent que parmi les 33 nerfs afférents testés, environ 2/3 correspondent aux cellules FA I et 1/3 aux SA I et SA II, et expliquent en trouver qualitativement plus sur le bout de la langue que sur les régions antérieures. Cette observation confirme l'étude de dissection faite par

Marlow *et al.* [75] sur une trentaine de langues, montrant que le bout de la langue est plus innervé que le reste. Une seule autre partie de la bouche est plus innervée encore : la papille palatine. Il s'agit d'une excroissance du palais située juste derrière les incisives, en vis-à-vis du bout de la langue.

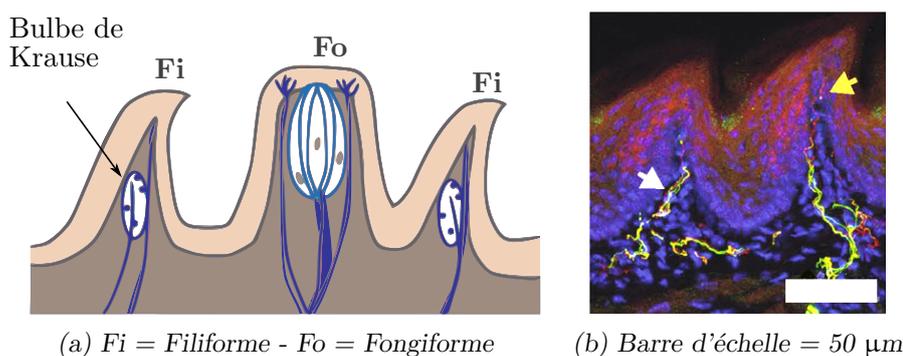


FIGURE 2.5 – (a) Représentation schématique des mécano-récepteurs présents sous la surface de la langue de rat. Les fibres bleues symbolisent les terminaisons afférentes associées à une expression de la protéine mécano-sensible *piezo2*. Adapté de [76]; (b) Image immunohistochimique de papilles filiformes de rat montrant leur innervation en neurofilaments associés à la mécano-sensibilité (flèche blanche).

Par ailleurs, pour la langue de bœuf, Sato *et al.* [77] ont montré qu'il existe dans la langue un réseau de nerfs sous-cutanés complexe jusque sous les papilles filiformes. Ils ont ainsi formulé l'hypothèse selon laquelle chaque papille filiforme fonctionnerait comme un unique système mécano-sensible. Plus récemment, Moayedi *et al.* [76] ont étudié les mécano-récepteurs en bouche avec des méthodes immunohistochimiques de la cavité orale de rat. Pour ce faire, ils ont utilisé des rats génétiquement modifiés pour que leurs protéines *piezo2* soient fluorescentes. Ces protéines sont des pores mécano-sensibles inclus dans la membrane plasmique des mécano-récepteurs et sont connus pour être nécessaires pour la mécano-sensation chez le rat [78]. Grâce à cette méthode, ils ont pu mettre en évidence la présence de ces protéines au niveau des bulbes de Krause dans les papilles filiformes (Fig. 2.5). Les bulbes de Krause sont des cellules habituellement attribuée à la sensation du froid [79], mais l'étude de Moayedi *et al.* montre qu'ils pourraient aussi avoir une fonction mécano-sensible. Elle révèle aussi l'existence de ces protéines dans les papilles fongiformes, et le palais, en particulier autour des cellules de Merkel.

Essick *et al.* [66] ont étudié la variation d'acuité tactile avec la densité des papilles fongiformes. En utilisant des lettres de l'alphabet latin embossées dans des petites plaques de métal, ils ont montré qu'une plus

grande densité de papille fongiformes permettait de déterminer la forme de plus petits objets, avec un seuil de détection variant entre 2,7 et 5,3 mm en fonction de la densité. En d'autres termes, une plus grande densité de capteur permet de discriminer de plus petits objets en bouche.

Il existe une autre façon d'obtenir de l'information mécanique et géométrique en bouche, de façon globale. La proprioception est la perception de la position des différentes parties du corps. Ce n'est pas une mécano-sensation à proprement parler, mais permet d'accéder de façon détournée à une information mécanique, par exemple en évaluant le lien entre déformation du bolus et force appliquée par les muscles linguaux. En étudiant le comportement des différents mécano-récepteurs, Trulsson et Essick [73] ont conclu que les SA II participent probablement à la proprioception de la langue parce qu'ils répondent aux mouvements de la langue.

Fujiki *et al.* [80] suggèrent en 2001 que la proprioception, et non les sensations de surface, porte principalement des informations sur les propriétés mécaniques et rhéologiques du bolus. Cette suggestion a depuis été contestée par les expériences de Kutter *et al.* [81] qui ont montré en 2011 que la proprioception joue un rôle négligeable dans la perception de la texture en bouche.

2.3 Comparaison entre langue et doigt chez l'Homme

Nous avons vu que le doigt est un organe tactile dont la sensibilité est due à la présence de différents types de mécano-récepteurs sous-cutanés. En particulier, les cellules de Pacini sont très sensibles aux vibrations engendrées par le frottement du doigt contre une surface finement texturée. Ces fluctuations de contraintes sont permises par la topologie particulière de la surface du doigt. Nous avons vu aussi que la langue possède également plusieurs types de mécano-récepteurs dont certains répondent aux fluctuations rapides de contraintes, mais pas de cellule de Pacini. De plus, la surface de la langue aussi est texturée, mais avec des structures filaires. Il est alors légitime de se demander comment se comparent les sensibilités orales et digitales.

Les mesures de Trulsson et Essick [73] montrent que les champs récepteurs des cellules mécano-sensibles en surface de la langue sont plus petits que ceux de la main de presque un ordre de grandeur. De la même façon, ils montrent aussi que les seuils de détection du toucher digital humain sont plus faibles en bouche que sur le doigt d'un facteur 2 ou 3 en fonction du type des mécano-récepteurs. Ces observations sont cohérentes avec celles faites par Aktar *et al.* [82]. En utilisant aussi des filaments de

Frey, ils trouvent des seuils de détection de 0,17 mN pour la langue et 0,26 mN pour le doigt. Les mesures d'acuité statique de Aktar *et al.* [82], faites en évaluant la capacité de discrimination de deux pointes posées sur la langue ou le doigt en fonction de leur espacement, vont dans le même sens. D'après ces mesures, le seuil de discrimination des deux pointes sur la langue était de l'ordre 0,6 mm contre 1,4 mm pour le doigt. Ces résultats vont dans le sens d'une plus grande densité surfacique de capteurs sur la langue que sur le doigt, ce qui est d'ailleurs cohérent avec le fait que les champ récepteurs des FA I de la langue sont plus faibles que ceux du doigt.

Van Boven et Johnson [83] ont comparé l'acuité dynamique de la langue et du doigt. Leurs mesures ont consisté à frotter le bout du doigt ou de la langue contre un morceau de plastique dans lequel sont gravés des sillons de section carrée régulièrement espacés et dont ils ont fait varier l'espacement. Les résultats indiquent que la langue et les lèvres sont plus sensibles spatialement que le doigt, avec un seuil autour de 0,5 mm pour les premières contre près de 1 mm pour le second.

Nous avons vu quelle est la physiologie de la bouche et du doigt et comparé leur réponse à une stimulation tactile. Nous allons maintenant décrire en quoi les mesures sensorielles permettent d'obtenir des informations sur la perception de texture en bouche.

3 Comportement et caractérisation sensorielle

Une sensation est le résultat d'une interaction entre un objet et le récepteur humain associé. Les sensations expérimentées au cours de la dégustation d'un aliment peuvent être le goût, l'odeur, la texture, la température, le piquant, etc. À la différence du goût ou de l'arôme, la perception de la texture fait intervenir plusieurs sens, comme le toucher et l'ouïe, et peut donc être définie en utilisant de nombreux attributs sensoriels [2]. La perception que l'on peut avoir d'une bouchée est la combinaison de ces sensations avec notre expérience des dégustations précédentes [84]. L'analyse sensorielle est une discipline qui s'est développée dans la seconde moitié du XXe siècle et qui permet d'évaluer ces sensations en bouche. Lawless et Heymann [85] classent les mesures sensorielles en trois groupes.

- Le premier concerne les analyses qui ciblent les différences entre produits. Ce type d'analyse est utilisé par exemple pour mesurer la limite de perception du sel dans l'eau [86].
- Le second regroupe les analyses descriptives qui visent certaines caractéristiques sensorielles pour lesquels on fait habituellement appel à un panel entraîné. Un exemple de ce type d'analyse est détaillé un peu plus bas, dans lequel les auteurs caractérisent l'effet des parti-

cules sur la perception de l'*onctueux* dans les yaourts.

- Le dernier groupe est constitué des mesures hédoniques⁵, comme par exemple pour optimiser la recette d'un gâteau [87]. Ce dernier type d'analyse nécessite un panel plus grand que pour les deux autres groupes pour obtenir une bonne significativité statistique, mais sans entraînement pour rester au plus proche de l'expérience consommateur.

Pour comprendre le principe général d'une analyse sensorielle, nous prendrons en exemple le travail de Cayot *et al.* [88].

3.1 Une expérience type d'analyse sensorielle

Après avoir posé les questions auxquelles on cherche à répondre, l'analyse sensorielle est conçue et un panel est recruté. En fonction des mesures, il peut éventuellement être entraîné. Dans le cas de Cayot *et al.* [88], les auteurs cherchent à caractériser l'effet de la réduction de la matière grasse dans les yaourts brassés sur l'appréciation sensorielle de l'*onctueux*, en se concentrant en particulier sur les agrégats présents dans les produits et l'effet de leur taille. Dans un premier temps, des yaourts modèles sont fabriqués, brassés et caractérisés instrumentalement d'une façon que nous ne détaillerons pas ici. Puis, ils utilisent deux panels distincts pour caractériser sensoriellement les produits, c'est-à-dire qu'aucun des individus appartenant aux panels n'a participé aux deux tests. Le premier panel, aussi appelé panel expert, est formé pour obtenir des informations ciblées et objectives sur une ou plusieurs sensations, ici le *lisse* et la *consistance*. Le second panel est volontairement laissé naïf et permet d'obtenir une information proche de celle que pourrait donner un consommateur classique, ici le caractère *onctueux*.

3.2 Mise en place de la mesure

Pour les mesures sensorielles, il peut être nécessaire de redéfinir les attributs sensoriels, éventuellement avec les panélistes, pour que chacun ait une idée similaire de ce sur quoi il doit se concentrer sensoriellement et obtenir une mesure la plus répétable possible. Le but est d'éliminer au mieux les biais subjectifs d'interprétation. Cayot *et al.* [88] utilisent les instructions de dégustation définies dans le Tableau 2.2 et les panélistes experts sont entraînés avec des yaourts commerciaux sur ces attributs. L'intérêt de cette étape est notamment qu'ils se familiarisent avec les textures, les termes et les échelles, et qu'ils associent les niveaux de l'échelle avec les sensations correspondantes. Dans un deuxième temps, un second

5. Associées au plaisir

Attribut sensoriel	Définition	Échelle
Visuellement <i>Lisse</i>	Présence de particules au dos de la cuillère : le produit est <i>lisse</i> si aucun effet granuleux et aucune irrégularité de surface n'est perçue, et <i>granuleux</i> sinon.	0 = granuleux 10 = lisse
Visuellement <i>Consistance</i>	Viscosité du produit lorsque la cuillère est lentement inclinée jusqu'à 90° : le produit est <i>fluide</i> si l'écoulement est facile, immédiat et continu à partir de la cuillère, et <i>épais</i> sinon.	0 = fluide 10 = épais
En bouche <i>Lisse</i>	Présence de particules dans la bouche ressentie après une faible compression du produit entre la langue et le palais : Le produit est <i>lisse</i> si aucun effet granuleux (rugosité) et aucune irrégularité de surface n'est perçue, et <i>granuleux</i> sinon.	0 = granuleux 10 = lisse
En bouche <i>Consistance</i>	Viscosité du produit sur la langue : le produit est <i>fluide</i> s'il s'écoule immédiatement sur la langue, et <i>épais</i> sinon.	0 = fluide 10 = épais

Tableau 2.2 – Définitions des attributs sensoriels utilisés pour caractériser la texture de yaourts brassés, adapté de [88].

panel naïf de 10 individus est constitué pour évaluer le caractère *onctueux* de ces produits. Pour ce groupe, les panélistes ne sont pas formés et doivent utiliser chacun leur propre définition du caractère *onctueux*.

Pour chacune des mesures, le panéliste reçoit 50 g de produit à 8°C, 1h30 après leur fabrication. Avant chaque test, il doit se rincer la bouche avec de l'eau qui lui est proposée. Les échantillons lui sont apportés dans un ordre aléatoire et leur nom est remplacé par une suite de trois chiffres. D'une façon plus générale, chacun de ces paramètres - taille de l'échantillon, température, date, rinçage, ordre et nom - doit être adapté en fonction de l'étude qui est faite [85]. Par exemple, une étude portant sur des échantillons solides pourra éventuellement comporter une étape de rinçage de la cavité orale supplémentaire avec un biscuit de type cracker. Dans le cas des études portant en particulier sur les sensations tactiles, odorantes ou gustatives, une attention particulière peut être portée pour supprimer les indices visuels en plaçant le panéliste dans une cabine baignée de lumière monochrome, typiquement rouge.

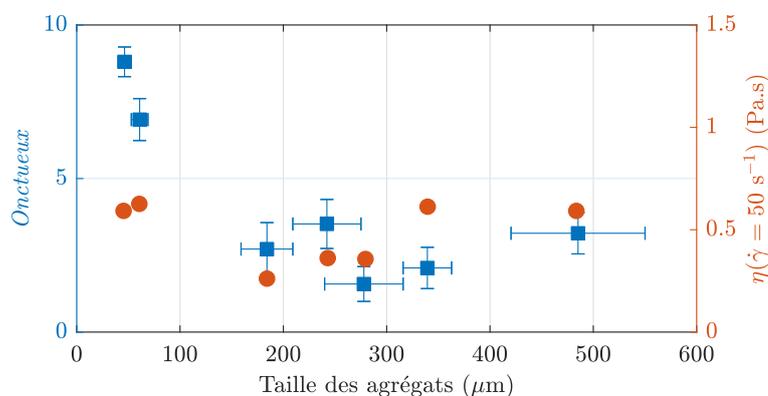


FIGURE 2.6 – *Onctueux* et viscosité mesurée à un taux de cisaillement $\dot{\gamma} = 50 \text{ s}^{-1}$ en fonction de la taille des plus grands agrégats dans les échantillons, adapté de [88].

3.3 Résultats et interprétation

Les résultats de l'analyse faite par Cayot *et al.* [88] montrent que la perception de l'*onctueux* est clairement associée à l'absence de grandes particules dans le produit, et ce sans modification significative de la viscosité (Fig. 2.6). Ils montrent notamment de cette façon que la viscosité seule n'est pas une bonne façon de caractériser l'*onctueux*. Une limite de cette étude est cependant l'absence de caractérisation mécanique des agrégats, ce qui limite leurs conclusions au cas particulier des agrégats laitiers dans les yaourts brassés. Engelen *et al.* [89] montrent par exemple que les individus sont capables de détecter des particules de silice jusqu'à $2 \mu\text{m}$, vraisemblablement parce qu'elles sont plus rigides. Par ailleurs, une caractérisation des produits contenant des agrégats pour des tailles comprises entre 100 et $200 \mu\text{m}$ serait bienvenue pour conclure sur l'effet de la taille sur l'*onctueux*, comme Cayot *et al.* le souligne. Leur conclusion est finalement que pour qu'un yaourt soit perçu comme crémeux, il faut que les agrégats présents soient suffisamment petits et que le yaourt soit suffisamment épais rhéologiquement, c'est-à-dire ayant une grande résistance à l'écoulement. Une des limites qu'ils regrettent est de ne pas avoir pu modifier la taille des particules sans changer la viscosité pour pouvoir mesurer indépendamment leur effet sur la perception des yaourts.

3.4 Biais potentiels

3.4.a Biais lexical

Il est important de noter que toute analyse sensorielle peut s'accompagner de biais de mesure qu'il faut identifier et dont il faut s'affranchir au mieux. Le fait que l'étude soit effectuée dans tel pays et telle langue

est déjà un biais en soit. En outre, les journaux évalués par les pairs sont majoritairement écrits en anglais et la traduction littérale des attributs sensoriels est parfois inappropriée [90]. Ainsi, l'*onctueux*, traduction adaptée de l'anglais *creaminess*, est défini comme une "texture lisse, assez épaisse, mais qui se comporte comme un produit fluide en poussant légèrement la langue contre le palais". Cayot *et al.* [88] ont par exemple décidé de décomposer l'appréciation de l'onctuosité en se concentrant sur le lisse et la fermeté des produits. La traduction littérale de *onctueux* donne *unctuousness* qui désigne plutôt une apparence huileuse. Par ailleurs, la traduction littérale de *creaminess* est *crémeux* et décrit habituellement la présence de crème et de gras.

L'*onctueux* est d'ailleurs un exemple d'attribut qui pose régulièrement problème dans le domaine agroalimentaire. Nous avons chacun une idée de ce qu'il représente en bouche, mais il nous est difficile de mettre des mots sur les sensations associées. L'*onctueux* est en effet volontiers associé à la perception de la viscosité [91]. Mais, alors que le remplacement dans les produits liquides de la matière grasse par des hydro-colloïdes permet de garder la viscosité constante, la perception de l'*onctueux* en est modifiée [92]. À l'inverse, Cayot *et al.* [88] ne mesurent pas de variations de la viscosité pour des produits d'*onctuosités* différentes. En combinant des mesures sensorielles avec de la rhéologie et de la tribologie, Kokini [93] a montré que l'*onctueux* pouvait être prédit avec une combinaison de *lisse - smoothness* - et d'*épais - thickness* -, en accord avec de précédents résultats [94, 95]. Sa perception semble intimement liée à celle de la matière grasse dans les matrices liquides à semi-solides [22], ce qui est cohérent avec l'idée que la matière grasse est plutôt perçue *via* la texture plutôt que *via* le goût [96, 97]. Enfin, les conclusions de Rohart *et al.* [98] indiquent que l'effet des particules sur la perception de l'*onctueux* n'est pas totalement comprise.

Les mesures sensorielles doivent donc d'abord passer par une normalisation des termes utilisés. Lawless et Civille [99] ont proposé des règles de bases pour la définition d'un glossaire basé sur des mesures sensorielles. L'influence de notre culture et de notre expérience de dégustation sur notre vocabulaire est souvent une contrainte trop forte pour la définition d'un glossaire international [100], c'est pourquoi il est important de préciser dans les matériels et méthodes la langue utilisée et les définitions adoptées par les panélistes pour chaque terme ambiguë [101]. Dans notre étude de cas, les panélistes ont évalué le *lisse - smoothness* - et la *consistance - consistency* - des produits qui leur ont été présentés.

3.4.b Autres types de biais

Enfin, il est important de connaître les caractéristiques comme l'âge et le genre des panélistes car l'âge [6] et le genre [102] sont sources de biais de perception. D'autres études précisent parfois aussi l'Indice de Masse Corporel (IMC), défini comme la masse du participant en kilogramme divisée par leur taille en mètre au carré. En effet, il a été montré que l'obésité modifie la perception hédonique du sucre et de la matière grasse [103, 104].

3.5 Limites de l'analyse sensorielle

L'analyse sensorielle est une discipline indispensable pour comprendre le comportement des consommateurs vis-à-vis des aliments auxquels ils sont confrontés. L'inconvénient majeur des mesures sensorielles est qu'elles sont plus longues et donc plus coûteuses à réaliser que les mesures instrumentales. Une part non négligeable de la recherche agroalimentaire s'intéresse donc naturellement à la prédiction du comportement à partir de mesures instrumentales en cherchant à corrélérer les résultats obtenus avec ceux de l'analyse sensorielle. La psycho-rhéologie est un des domaines scientifiques qui s'intéresse à ce lien [2]. La prochaine partie détaille les analyses instrumentales utilisées pour caractériser la texture des aliments liquides à semi-solides.

4 Mesure instrumentale de la texture alimentaire

Jusque dans les années 1970, les seules propriétés des aliments que la science alimentaire a cherché à mesurer étaient leur goût et leur apparence visuelle, en négligeant leur texture. En effet, Muller [105] a mis en évidence que celle-ci n'était que rarement évaluée de manière systématique par près de la moitié des entreprises agroalimentaires du Royaume-Uni.

4.1 Élaboration des mesures

Les mesures instrumentales de la texture sont directement inspirées du type de transformations que peut subir l'aliment en bouche lors de la manipulation de la nourriture. Par exemple, la *fermeté* de la pomme est volontiers évaluée en mesurant son module élastique [106] et l'*épais* d'un yaourt *via* sa viscosité [88]. Cependant, des difficultés émergent lorsque les descripteurs ne peuvent plus être rapportés à une caractéristique physique de la nourriture comme c'est le cas pour l'*onctueux* [88] ou le *croustillant* [23]. Ce qui rend les mesures de la texture complexe est le fait qu'elle est constituée d'une combinaison de sensations. L'approche généralement adoptée consiste alors à décomposer les attributs sensoriels en une somme

d'attributs minimaux dont on connaît *a priori* pour chacun la corrélation avec des mesures instrumentales. C'est le cas de l'étude de Cayot *et al.* [88] qui décompose l'*onctueux* en *lisse* et *consistance*. Ils remarquent ensuite que le *lisse* corrèle bien avec l'absence d'agrégats trop gros et la *consistance* avec le module complexe des produits, qui est une combinaison des modules visqueux et élastique. De la même manière, Kokini et Cussler [94] réduisent la perception de l'*onctueux* - *creaminess* - à une combinaison de *lisse* - *smoothness* - et de *épais* - *thickness* - pour un ensemble de produits liquides ou semi-solides majoritairement laitiers. Ils montrent par ailleurs que le *lisse* et l'*épais* corrèlent bien avec le coefficient de frottement et la viscosité respectivement. Kilcast et Clegg [107] obtiennent le même genre de conclusions en étendant le même type d'expérience aux mousses et aux systèmes avec rajout de particules. Ils observent par ailleurs que l'arôme de crème - *creamy flavour* - peut avoir une légère influence sur la perception de l'*onctueux*, ce qui montre que ce n'est pas exclusivement un attribut de la texture.

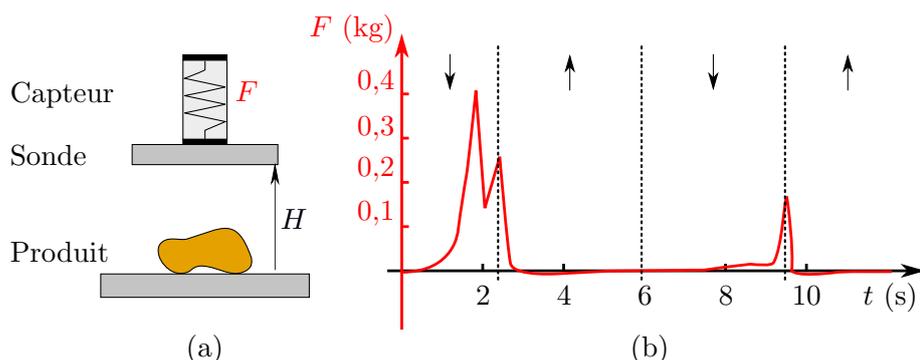


FIGURE 2.7 – (a) Représentation schématique d'un texturomètre. (b) Exemple de mesure de la force entre la sonde et le produit en fonction du temps pour une mesure effectuée sur une pomme. Les flèches indiquent la direction du mouvement de la sonde qui bouge à une vitesse constante de 2 mm/s, adapté de [108].

Le choix des analyses instrumentales est conditionnée par les mesures sensorielles. La texture étant une perception associée principalement aux sens du toucher et de la kinesthésie⁶, la plupart des mesures sont d'ordre mécanique et rhéologique et consistent à mesurer des combinaisons de forces et de déformations. Pour les aliments solides, les mesures sont effectuées typiquement en utilisant un appareil composé d'une sonde qui vient au contact de l'aliment, d'un moteur asservi pour déplacer cette sonde et d'un capteur mesurant la résistance à la déformation. Le texturomètre représenté schématiquement sur la Figure 2.7 est un exemple de dispositif utilisé pour

6. Sensation du mouvement des muscles

obtenir plusieurs informations simultanées sur un aliment [109, 110]. Pour utiliser cet appareil, on place le produit à tester entre un plateau fixe et un plateau mobile (sonde) couplé à un capteur de force qui permet de mesurer la force de compression F pour un entrefer H entre les deux plateaux variant au cours du temps.

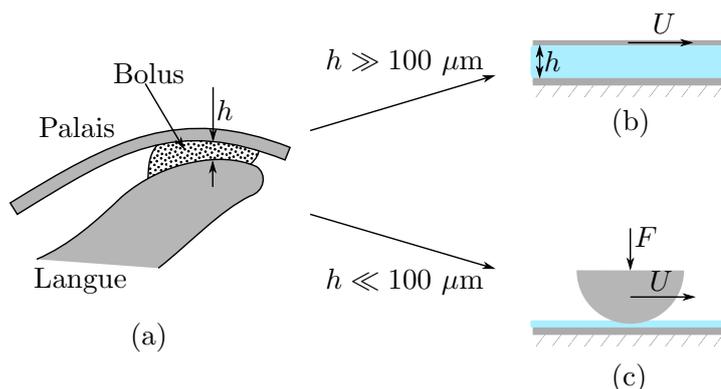


FIGURE 2.8 – Illustration des effets intervenants en bouche en fonction de la distance moyenne entre la langue et le palais, noté h . (a) Schéma de la cavité orale manipulant un bolus liquide. (b) Lorsque h est de l'ordre de 1 à 10 mm, les effets de volume sont dominants et sont évalués dans le cadre de la rhéologie. (c) Lorsque h est de l'ordre de 100 nm à 10 μm , les effets de surface dominent et peuvent être mesurés dans le cadre de la tribologie. Adapté de [111] et [112].

Pour les aliments liquides ou semi-solides, la plupart des mesures sont faites en combinant caractérisation rhéologique et tribologique [93–95, 111–113] comme représenté sur la Figure 2.8. Les mesures rhéologiques permettent d'évaluer la texture perçue au début de la dégustation, lorsque la langue est encore loin du palais (Fig. 2.8b), en mesurant la réponse en contrainte d'une matrice à laquelle on soumet une déformation contrôlée [114–116]. La tribologie s'intéresse plus particulièrement aux effets de surface qui ont lieu en fin de dégustation (Fig. 2.8.c), en mesurant notamment le coefficient de frottement en fonction de la charge normale et de la vitesse relative entre deux matériaux lubrifiés par la matrice alimentaire [62, 117, 118].

4.2 Tribologie

Le domaine de la tribologie s'intéresse aux interactions de surface entre deux solides en mouvement relativement l'un par rapport à l'autre. Dans le domaine agroalimentaire, elle s'intéresse en particulier aux questions de

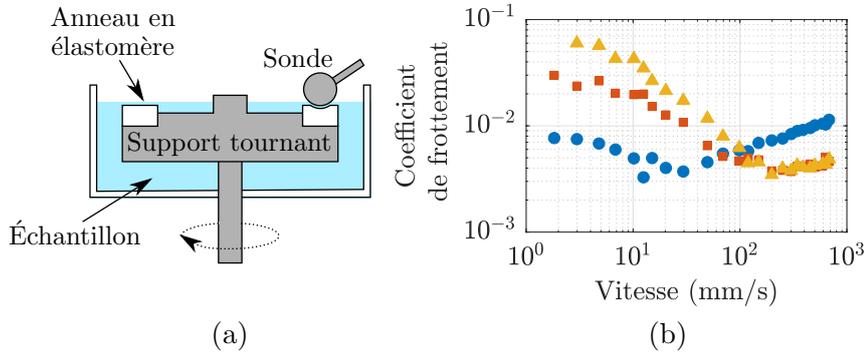


FIGURE 2.9 – (a) Schéma d'un tribomètre, adapté de [119]. (b) Coefficient de frottement en fonction de la vitesse de rotation du support tournant. Les cercles bleus, les carrés oranges et les triangles jaunes correspondent à des mesures avec de l'huile de tournesol, une émulsion d'huile dans de l'eau à 15% et de l'eau respectivement, dont la viscosité a été fixée en utilisant de la gomme guar, adapté de [120].

texture ressentie à la fin de l'absorption d'un aliment, lorsque la langue et le palais sont suffisamment proches pour que les effets de surface deviennent prépondérants, et notamment après la déglutition, lorsque le bolus laisse un film sur les parois buccales. Une mesure tribologique consiste à presser avec une force normale constante un échantillon d'intérêt entre une sonde et un support (Fig. 2.9a). Lorsqu'on impose un mouvement relatif entre la sonde et le support, un capteur mesure la force de frottement de la sonde contre le plan. La paramètre principal relevé est alors le coefficient de frottement défini comme le rapport de la force de frottement sur la force normale. Un exemple de mesure est donné sur la Figure 2.9b.

4.3 Rhéologie

Le but des mesures rhéologiques en agroalimentaire est de mesurer la réponse des aliments à une déformation imposée. L'idée est de mesurer les quantités physiques intervenant dans la perception de texture lorsque la langue est encore loin du palais, aux tous premiers instants du processus de dégustation. On reproduit cette situation en intercalant l'aliment d'intérêt entre une sonde et un support qui sont habituellement lisses et rigides. La rotation de la sonde déforme l'aliment et un capteur mesure le couple que doit fournir l'appareil pour conserver la vitesse de rotation choisie. La mesure du couple permet alors de remonter à des informations sur l'aliment qui sont moyennées sur toute la surface de la sonde, à savoir la fonction \mathcal{H} qui donne la dépendance de σ avec $\dot{\gamma}$

$$\sigma = \mathcal{H}(\dot{\gamma}) \quad (2.1)$$

où σ est la contrainte tangentielle, proportionnelle au couple imposé, et $\dot{\gamma}$ le taux de cisaillement, proportionnel à la vitesse de rotation angulaire. La fonction \mathcal{H} dépend d'autres variables comme le temps, la température ou la distance entre le plan fixe et la sonde. Parmi les caractérisations possibles, on distingue d'une part le balayage en taux de cisaillement qui consiste à faire varier la vitesse de rotation et qui produit ce qu'on appelle une courbe d'écoulement. Un exemple est montré sur la Figure 2.11a et permet de sonder la réponse de l'échantillon aux grandes déformations. Le deuxième mode de mesure est le balayage en fréquence qui consiste à faire osciller la sonde avec une amplitude et/ou une fréquence variable pour mesurer comparativement les réponses élastique et dissipative.

Le comportement rhéologique le plus simple que peut présenter un fluide est le comportement newtonien, pour lequel $\sigma = \eta\dot{\gamma}$ avec η la viscosité dynamique du fluide. C'est le cas pour les fluides homogènes comme l'eau, le miel ou les jus de fruits naturels. Dès lors qu'un produit contient des polymères, des phases dispersées ou des morceaux, le comportement rhéologique devient complexe et la dépendance de σ avec $\dot{\gamma}$ n'est plus nécessairement linéaire. Dans le cas d'une suspension granulaire ou d'une émulsion diluée (de fraction volumique ϕ inférieure à quelques %) cependant, la réponse rhéologique du fluide reste linéaire. Einstein a notamment montré [121] que la viscosité d'une suspension de particules rigides dans une phase continue newtonienne suit l'équation 2.2, dans la limite des faibles ϕ .

$$\frac{\eta}{\eta_0} = 1 - \frac{5}{2}\phi \quad \text{si } \phi \ll 1 \quad (2.2)$$

où η_0 la viscosité de la phase continue, η est la viscosité macroscopique de l'émulsion, et ϕ sa fraction volumique. En revanche, à beaucoup plus haute fraction volumique, la réponse rhéologique est plus complexe. En simulant les variations du rapport η/η_0 en fonction de divers paramètres, Brady et Foss [122] ont montré que la viscosité des suspensions concentrées dépend fortement du nombre de Péclet (Fig. 2.10) :

$$Pe = \frac{\dot{\gamma}a^2}{D} \quad \text{où } D = \frac{k_B T}{6\pi\eta_0 a} \quad (2.3)$$

où $\dot{\gamma}$ est le taux de cisaillement, a la taille des gouttes, D le coefficient de diffusion thermique des gouttes dans la phase continue, k_B est la constante de Boltzmann, et T la température.

La crème fraîche laitière est un exemple d'émulsion concentrée de matière grasse stabilisée par des protéines dans de l'eau [123]. Son comportement est à la fois rhéofluidifiant ($\sigma \propto \dot{\gamma}^n$ où $0 < n < 1$), thixotrope (à $\dot{\gamma}$ fixé, σ diminue au cours du temps) et viscoélastique (possède à la fois

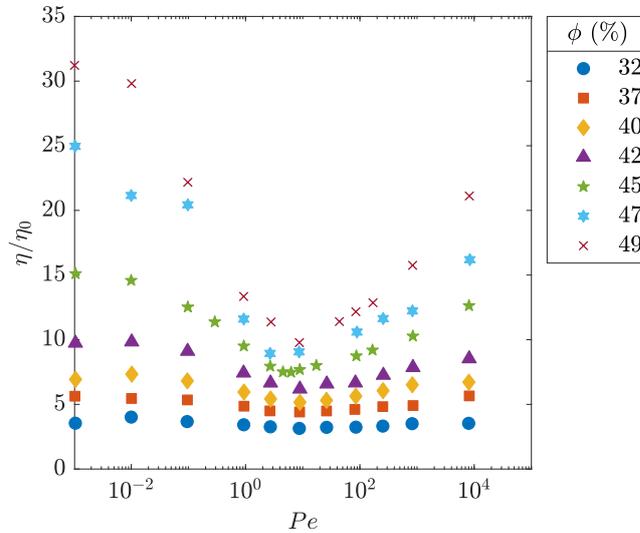


FIGURE 2.10 – Variations du rapport η/η_0 en fonction de $Pe = \dot{\gamma}a^2/D$ pour diverses valeurs de fraction volumique de suspension, adapté de [122].

des propriétés de viscosité et d'élasticité) [123]. Dans le cas des aliments au comportement complexe, une solution couramment utilisée pour pouvoir comparer les échantillons est de considérer la viscosité apparente de l'échantillon définie comme le rapport $\sigma/\dot{\gamma}$.

Les quantités extraites des mesures rhéologiques varient avec la complexité du comportement. Alghooneh *et al.* [125] caractérisent par exemple des solutions aqueuses d'un mélange de deux gommés, xanthane et guar, en effectuant des courbes d'écoulement sur lesquelles ils ajustent la viscosité apparente avec une loi de puissance d'équation $k\dot{\gamma}^n$. Les paramètres qu'ils utilisent dans ce cas sont alors k et n . Lorsque les courbes sont particulièrement complexes ou que l'on souhaite comparer des produits au comportement différent, une solution utilisée est d'extraire la viscosité apparente pour quelques valeurs du taux de cisaillement [126–129]. Ces valeurs sont choisies pour correspondre à ce qui se passe en bouche, c'est-à-dire pour des valeurs autour de 50 s^{-1} , comme évalué par Wood [130], bien que le choix de cette valeur soit discutable [26].

Dans cette dernière étude [26], les auteurs cherchent à évaluer les contraintes et les taux de cisaillement typiques lors de l'appréciation de la texture des aliments liquides à semi-solides en bouche. Pour cela, ils fabriquent une gamme de référence de solutions newtoniennes en diluant de la mélasse avec de l'eau qu'ils comparent sensoriellement et instrumentalement avec un ensemble d'aliments au comportement non-newtonien. Les caractérisations instrumentales consistent à mesurer la courbe d'écoulement

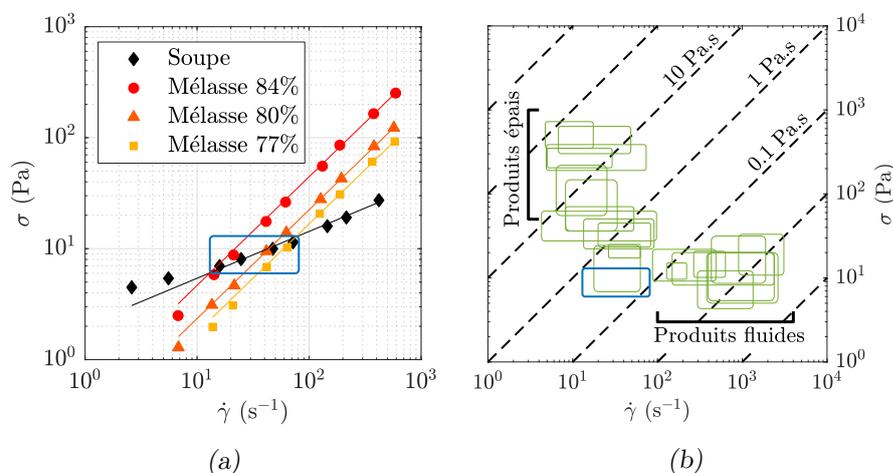


FIGURE 2.11 – (a) Courbes d'écoulement montrant la contrainte mesurée en fonction du taux de cisaillement imposé pour trois solutions aqueuses concentrées de mélasse et une soupe de tomate ayant sensoriellement des viscosités proches. Les points représentent les mesures et les droites sont des ajustement d'une loi de puissance dont les exposants sont proches de 1 pour les solutions de mélasse et de 0,4 pour la soupe. L'encadré représente les gammes de σ et $\dot{\gamma}$ dans lesquelles se place la langue pour évaluer les produits, adapté de [124]. (b) Résultat de la comparaison des mesures sensorielles et instrumentales effectuées par Shama et Sherman. Les encadrés correspondent aux croisements des courbes d'écoulement de même épais (viscosité sensorielle), et les droites en traits discontinus aux lieux d'iso-viscosité, adapté de [26].

de chaque échantillon, newtonien ou non. Ils demandent ensuite à un panel de comparer les échantillons non-newtoniens avec les newtoniens paire par paire en indiquant quel échantillon est le plus visqueux, ou si la paire est indiscernable. La Figure 2.11a montre un exemple de courbes d'écoulement pour trois points de la gamme de référence comparés avec celle d'une soupe au comportement non-newtonien. Sensoriellement, la soupe de tomate a une viscosité similaire à celle de la solution de mélasse à 80%, et comprise entre celles à 77% et 84%. L'encadré bleu représente donc l'espace $(\sigma, \dot{\gamma})$ dans lequel le système langue-palais opère pour évaluer la texture de la soupe et des mélasses. En répétant ces mêmes mesures sur une grande variété d'aliments, il leur est possible d'obtenir le même type d'encadré $(\sigma, \dot{\gamma})$ pour des contraintes et des taux de cisaillement variant sur plusieurs ordre de grandeur, ils obtiennent finalement la courbe maîtresse représentée sur la figure 2.11b.

Les deux conclusions qu'ils tirent de ce tracé est que le système

langue-palais semble avoir deux modes de fonctionnement privilégiés pour évaluer la viscosité : le premier à taux de cisaillement constant de l'ordre de 10 s^{-1} pour les aliments épais, c'est-à-dire pouvant engendrer de grandes contraintes en bouche, comme le chocolat fondu ou le beurre de cacahuète, et le deuxième à contrainte constante de l'ordre de 10 Pa pour les produits plutôt fluides, comme le café au lait ou les yaourts à boire. En conclusion, pour optimiser la discriminabilité instrumentale, il vaut mieux utiliser des mesures à taux de cisaillement constant pour des échantillons épais et des mesures à contrainte constante pour les échantillons plus fluides.

L'étude de Shama et Sherman remet en cause la manière dont les sciences alimentaires caractérisent rhéologiquement la nourriture pour la comparer aux mesures sensorielles. Pour les produits alimentaires liquides, l'Homme semble adapter son taux de cisaillement en bouche pour cibler une contrainte typique. D'autre part, la plupart des produits alimentaires ont une réponse rhéologique non newtonienne. La mesure de viscosité apparente, traditionnellement effectuée à $\dot{\gamma} = 50 \text{ s}^{-1}$, est donc peu pertinente... Et ce d'autant plus que la réponse des mécanorécepteurs de la cavité orale est vraisemblablement initiée par les contraintes locales appliquées.

En comparant rhéomètre et système langue-palais, de nouvelles limites apparaissent. D'abord, les mesures rhéologiques n'apportent qu'une information moyennée sur l'ensemble de la sonde dont les dimensions sont généralement centimétriques. Ceci est un inconvénient dans la mesure où, comme nous l'avons vu dans la partie 2 (page 11), la rhéologie en bouche est plus une question locale que globale étant donné que la dimension caractéristique des champs récepteurs est plutôt millimétrique. Nous allons voir dans la suite de ce manuscrit en quoi notre approche permet de pallier cette situation. Ensuite, les mesures rhéologiques ne peuvent prendre en compte l'apport continu de salive dans l'échantillon qui modifie progressivement son comportement [131, 132]. Et enfin le changement de température lorsque un aliment entre en bouche est un paramètre qui peut avoir une influence critique sur la rhéologie de la nourriture et qui n'est pas forcément pris en compte. On peut notamment penser au cas des produits laitiers dont une partie de la matière grasse peut fondre au contact des parois buccales. Huc *et al.* [133] mesure la réponse mécanique d'une bouchée de plusieurs yaourts brassés en intégrant le réchauffement qui a lieu lorsque le produit entre en contact avec les parois buccales. Ils montrent que prendre en compte cet aspect leur permet notamment de mieux discriminer des yaourts commerciaux.

5 Synthèse et sujet de thèse

Pour des raisons de santé, il est nécessaire d'accompagner les consommateurs dans une transition vers des produits plus sains, c'est-à-dire comportant moins de sel, de sucre ou matière grasse. Malheureusement, le remplacement total ou partiel de ces ingrédients dans les aliments a souvent des effets néfastes sur la texture. La texture est une qualité organoleptique des aliments qui découle principalement de leur propriétés mécaniques et rhéologiques. Elle constitue un des facteurs clés de leur appréciation, même si les consommateurs n'en sont généralement pas conscients tant qu'elle n'est pas déplaisante. La prédiction de la perception de texture est donc un aspect capital de la fabrication d'aliment. Les mesures de texture passent principalement par des mesures sensorielles, mais ces mesures sont souvent limitées par des questions financières ou de temps. Pour contrer ces limitations, il est possible de considérer les corrélations des mesures sensorielles avec les mesures instrumentales. À ce jour, celles-ci ne permettent cependant pas de prédire entièrement la texture des aliments, et apportent la plupart du temps une information empirique qu'il est difficile de généraliser. L'ensemble des mesures instrumentales ne permet pas de comprendre comment fonctionne le système langue-palais pour évaluer la texture. Pour y remédier, trois questions se posent : quelle est l'entrée mécanique due à l'interaction de l'aliment avec les parois orales, comment cette information est-elle perçue et intégrée par les mécano-récepteurs présents dans ces parois, et comment l'ensemble de l'information est traitée par les différentes parties du cerveau pour obtenir une représentation de la texture. Dans cette thèse, nous nous intéresserons en particulier à la question de l'entrée mécanique qui est transmise aux mécano-récepteurs sous-cutanés, issu de l'interaction physique entre aliment et langue.

Pour cela, nous avons adopté une approche instrumentale dont l'ambition est de décrire les phénomènes physiques des interactions entre papilles et fluides alimentaires. Nous avons donc fabriqué une version biomimétique du système langue-palais constituée d'un rhéoscope - combinaison d'un rhéomètre et d'un microscope - sur lequel est placé une langue modèle décorée de piliers cylindriques que l'on assimile à des papilles filiformes. L'outil tournant du rhéomètre permet de mettre en mouvement le liquide placé sur la langue artificielle pendant que la partie microscope permet d'imager la déformation des papilles artificielles. En appliquant des vitesses de rotation contrôlées, nous montrerons que notre système permet de mesurer le déplacement du sommet d'une papille artificielle au cours du temps.

Le modèle, la description du système et son utilisation pour des fluides simples seront d'abord détaillés au Chapitre 3.

Afin de se rapprocher des matrices alimentaires d'intérêt, l'effet des fluides non-newtoniens ou hétérogènes sera ensuite explicité au Chapitre 4, et un exemple de mesure sur un aliment sera brièvement exploré.

Enfin, le Chapitre 5 traitera des effets de topographie de surface de la langue sur la mécanique des papilles, et nous détaillerons en particulier l'étude de l'effet de leur densité surfacique sur leur déflexion.

Chapitre 3

Modélisation

Sommaire

1	Introduction	39
2	Modélisation physique	41
3	Modélisation expérimentale	48
4	Conclusion	66

1 Introduction

Comme nous l'avons vu précédemment, les papilles filiformes semblent constituer un ingrédient clé pour la perception mécanique de texture en bouche pour essentiellement deux raisons. D'une part, le grand rapport d'aspect de ces papilles suggère en effet une déformation favorisée sous écoulement. D'autre part, il a été mis en évidence récemment qu'il existe à leur base des mécano-récepteurs qui pourraient détecter les contraintes mécaniques induites par leur déflexion. Le problème de la dynamique de ce type de structures dans un écoulement laminaire perpendiculairement à leur axe principal a déjà été exploré dans différents contextes, biologiques et purement physiques.

Dans le règne animal, il existe pléthore de capteurs d'écoulement (d'air ou de liquides) qui s'apparentent à des piliers de grand rapport d'aspect, et dont la deflexion déclenche une réponse sensorielle. C'est le cas par exemple des poils sur les pattes d'araignées et de criquets [134, 135] qui leur servent à détecter d'infimes variation du flux d'air environnant. C'est le cas aussi des poissons, dont la ligne latérale contient une assemblée de structures pilaires qui permettent au poisson de s'orienter dans un écoulement et de détecter la présence de proies ou de prédateurs à proximité [136].

À une échelle cellulaire, le cil cellulaire primaire - *primary cilium* - est un exemple de protubérance flexible et passive que l'on retrouve dans une grande variété de cellules chez les vertébrés. Une de ses fonctions est de transmettre l'information mécanique en se défléchissant sous l'effet d'un

écoulement [137]. En utilisant des cellules de rein de souris, Young *et al.* [138] ont étudié leur dynamique sous écoulement. Ils ont pour cela fixé les cellules dans une puce micro-fluidique dans laquelle ils injectent un liquide à débit contrôlé. Un microscope confocal leur permet d'imager l'ensemble du cil pendant l'écoulement. En utilisant la théorie développée par Pozrikidis [139], ils sont en mesure de prédire la dynamique de relaxation d'un cil dans un écoulement de cisaillement imposé et trouvent un bon accord entre leur théorie et leurs données. D'une façon similaire, Schwartz *et al.* [140] ont imagé la déflexion de cils primaires issus de rein de rat-kangourous. Dans leurs expériences, des cellules de rein sont placées dans une puce micro-fluidique dans laquelle les auteurs imposent un écoulement à débit contrôlé. Un microscope leur permet d'imager la flexion des cils en vue de côté. Ils modélisent alors le comportement du cil avec la théorie développée par Frisch-Fay [141] sur la flexion faible d'une poutre. Ce modèle leur permet d'expliquer la forme des cils sous écoulement et leur sert à évaluer la rigidité de flexion.

Venier *et al.* [142] ont analysé la déflexion sous écoulement de micro-tubules en les faisant croître à partir d'axonèmes scellés sur la surface d'une lame de verre. Ils ont mesuré leur déflexion $\delta(y)$ en fonction de la vitesse de l'écoulement. Un modèle théorique leur permet d'en déduire la rigidité de flexion B des micro-tubules :

$$\delta(y) = \frac{fL^4}{24B}P(y/L) \quad \text{où} \quad f = \frac{4\pi\eta U}{\ln(L/4a)} \quad (3.1)$$

où y est la coordonnée le long du micro-tubule, f la force par unité de longueur, P un polynôme de degré 4, η la viscosité du fluide, U la vitesse dans le plan du micro-tubule, L la longueur du micro-tubule et $2a$ son diamètre. En ajustant cette expression sur leurs données, Venier *et al.* [142] obtiennent des valeurs de B cohérentes avec les mesures de longueurs de persistance.

La déflexion d'une fibre ancrée à sa base dans un écoulement est également étudiée d'un point de vue purement physique [143], notamment en hydrodynamique pour fabriquer des capteurs d'écoulement de liquide proche des parois. Dans ce cadre, Wexler *et al.* [144] ont par exemple construit un dispositif pour mesurer la déflexion d'une fibre de section rectangulaire confinée dans une cellule de Hele-Shaw¹ et observer les perturbations induites sur l'écoulement. Leurs expériences montrent une relation linéaire entre la déflexion et le débit imposé dans la limite d'une fibre très confinée, et pour des débits faibles. En comparant les effets de la déflexion de la fibre et de la fuite du liquide autour de la fibre, ils

1. Canal d'une largeur très supérieure à sa hauteur pour pouvoir considérer que l'écoulement est invariant selon la largeur

modélisent théoriquement leur système par une fente mobile qui bloque partiellement un canal bidimensionnel. Ils montrent que leur modèle permet d'expliquer correctement leurs expériences dans les limites d'une fente fine et pour des débits faibles et s'en servent pour mesurer le module d'Young du pilier. Dans un contexte similaire, Brücker *et al.* [145] ont utilisé des micro-piliers pour imager les contraintes de cisaillement sur une surface. Leur dispositif consiste en un tapis de piliers fixé sur la cellule fixe d'un rhéomètre. Lorsqu'un liquide est placé sur ces piliers et cisailé à vitesse constante, ils peuvent mesurer le déplacement du sommet des piliers avec un système d'imagerie placé en dessous du tapis de pilier. En utilisant le modèle théorique décrit par Venier *et al.* [142], ils sont alors capables de tirer les champs de contraintes dus au cisaillement.

Les mesures de déflexion de fibres précédemment décrites ont été faites dans des contextes particuliers. Les modélisations théoriques associées n'ont donc pas pu être testées dans une large gamme de paramètres expérimentaux. Une étude expérimentale plus complète, variant sur de larges gammes la viscosité du fluide, le taux de cisaillement de l'écoulement ainsi que les paramètres géométriques et mécaniques du pilier est donc requise. Par ailleurs, dans le contexte alimentaire, une extension de ces modèles pour les fluides complexes (hétérogènes, non-newtonien...) est nécessaire.

2 Modélisation physique

Dans le contexte de la perception de texture dans la cavité orale, la déflexion des papilles filiformes sous écoulement a été modélisée par Lauga *et al.* [1]. Le principe est de considérer une papille unique et isolée, c'est-à-dire suffisamment loin de ses voisines pour ne pas interagir hydrodynamiquement avec elles. Pendant la dégustation ou la déglutition, le palais est immobile et la langue se déplace sous l'action des muscles linguaux et la papille est déformée par l'écoulement qui en résulte. La déformation pourrait alors être mesurée par les mécano-récepteurs présents à sa base. Le but de cette première partie est d'obtenir une prédiction théorique de cette déformation en fonction des paramètres du système.

2.1 Description

Dans ce modèle, la langue - sans papilles - et le palais sont considérés plats, lisses et rigides et espacés d'une distance H typiquement de 5 mm. La longueur de la langue, appelée W , est d'environ 5 cm. Comme illustré sur la Figure 3.1, les papilles sont assimilées à des piliers cylindriques élastiques de longueur L , de rayon a et de module d'Young E et dont la base est ancrée à la surface de la langue. Pendant la dégustation, les mouvements de la langue sont longitudinaux - le long de l'axe de la langue - et transversaux

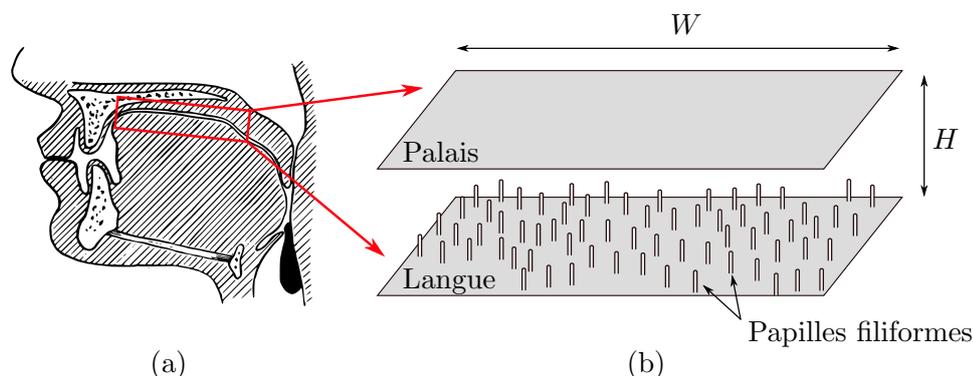


FIGURE 3.1 – (a) Section sagittale de la bouche [146] dont l’encadré rouge délimite l’espace entre la langue et le palais, assimilés à des plans rigides, plat et lisses (b). Sur la langue sont encastrés des piliers qui représentent les papilles filiformes. Schéma adapté de [1].

- selon l’axe normal à la langue [19]. Par symétrie, il est équivalent de considérer le cas, plus facile à modéliser, dans lequel la langue est fixe et le palais bouge. On note U la vitesse longitudinale du palais, et V sa vitesse transversale (Fig. 3.2). La viscosité dynamique du liquide cisailé est notée η .

Avant toute résolution analytique permettant d’obtenir la dépendance de la déflexion du pilier avec le taux de cisaillement, nous avons cherché à caractériser les régimes d’écoulement et les propriétés géométriques et mécanique des papilles humaines.

2.2 Paramètres hydrodynamiques et élastiques

Au cours de la dégustation, la distance langue-palais H est de l’ordre de quelques millimètres, et la vitesse de la langue varie de 1 à 10 cm/s [147, 148]. La viscosité typique η des boissons et aliments semi-solides auquel nous nous intéressons est de l’ordre de 1 à 100 mPa.s. Le nombre de Reynolds Re à proximité des papilles est défini par l’équation 3.2.

$$Re = \frac{\rho U_{pap} L}{\eta} \quad (3.2)$$

où ρ est la masse volumique du fluide, U_{pap} la vitesse typique du fluide à proximité des papilles, L la longueur des papilles et η la viscosité dynamique du fluide. La masse volumique du fluide est assimilée à celle de l’eau en ordre de grandeur, c’est à dire 1 g/cm³. Comme nous l’avons vu dans le chapitre précédent, la taille des papilles est typiquement de 100 μ m, et la vitesse du fluide à proximité des papilles U_{pap} est de l’ordre de UL/H où U est la vitesse longitudinale du palais. Ainsi, la valeur maximale du nombre de Reynolds à proximité des papilles est de l’ordre de 1. Dans la suite, nous

négligerons l'influence de l'inertie sur la mécanique des piliers [149].

Lors d'un écoulement stationnaire, le temps typique sur lequel le pilier atteint sa déformation d'équilibre est donné par le temps caractéristique élasto-hydrodynamique [150]. Ce temps, définit comme suit

$$t_{eh} \sim \frac{\eta}{E} \left(\frac{L}{a} \right)^4 \quad (3.3)$$

compare les forces visqueuses aux forces élastiques. Les dimensions des papilles sont telles que $L/a \sim 5$. En reprenant la valeur typique du module d'Young $E \sim 10$ kPa et une viscosité maximale de l'ordre de 1 à 100 mPa.s, la valeur de t_{eh} est donc de l'ordre de 0,1 à 10 ms. Le temps caractéristique de l'écoulement en bouche T est donné par H/U , dont la valeur est bornée par un minimum de 10 ms. Comme on a donc quasiment toujours la comparaison $T > t_{eh}$, on négligera le régime transitoire des déformations du pilier devant le régime transitoire de l'écoulement et le reste du modèle sera traité dans un régime quasi-statique.

La dernière vérification à faire concerne le régime de déformation : comment se compare la déflexion du pilier avec sa taille, autrement dit, sommes nous dans la limite des petites déformations. On appelle δ l'amplitude du déplacement du sommet du pilier pendant l'écoulement. L'estimation de δ peut être faite grâce à t_{eh} défini précédemment. La vitesse typique au sommet du pilier est donnée par UL/H , d'où

$$\delta \sim \frac{UL}{H} t_{eh} \quad (3.4)$$

Avec $t_{eh} \sim 5$ ms, $L \sim 100$ μ m, $H \sim 5$ mm et $U \lesssim 10$ cm/s, on obtient la borne supérieure $\delta \sim 10$ μ m $\ll L$. Le pilier est donc toujours dans le régime linéaire des petites déformations.

2.3 Modèle théorique [1]

Pour décrire la déformation du pilier, on note \mathbf{r} la position d'un point le long du pilier et s son abscisse curviligne dont l'origine ($s = 0$) est en base du pilier. On appelle \mathbf{u} la vitesse du fluide à la position \mathbf{r} en supposant que le champ de vitesse n'est pas perturbé par la présence du pilier. L'équilibre entre la force de traînée visqueuse et la force de rappel élastique appliquées au pilier [151] s'écrit :

$$\xi \mathbf{u} = B \mathbf{r}_{ssss} \quad (3.5)$$

où ξ est le coefficient de traînée à proximité du pilier et B le module de flexion du pilier, définis comme suit :

$$\xi \approx 4\pi\eta \quad \text{et} \quad B = \frac{\pi}{4} E a^4 \quad (3.6)$$

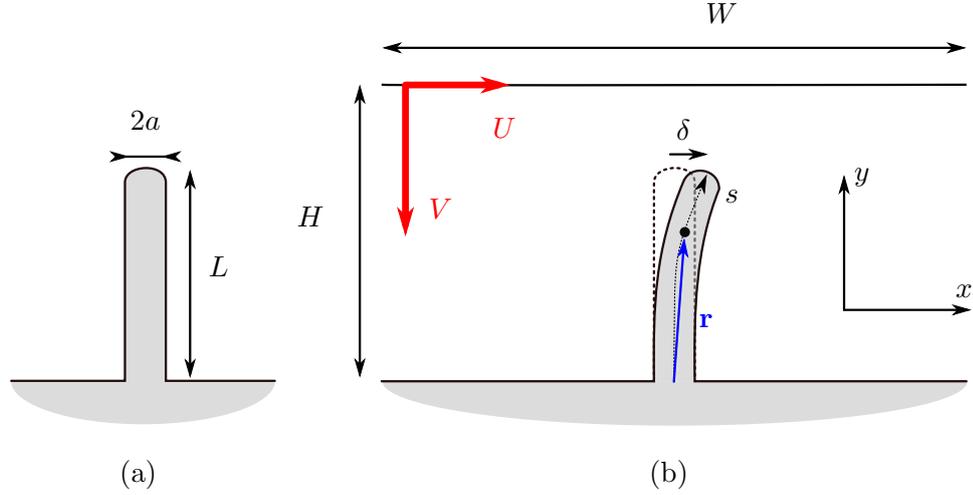


FIGURE 3.2 – Modèle d'écoulement entre le palais et la langue et effet sur la déflexion d'une papille isolée - Schéma non à l'échelle. (a) Pilier au repos de rayon a et de longueur L . (b) Pilier sous contrainte dont le sommet se défléchit d'une quantité δ sous l'action du fluide mis en mouvement par le déplacement relatif du palais.

La quantité \mathbf{r}_s représente la dérivée partielle de \mathbf{r} par rapport à s , et donc l'équation 3.5 fait intervenir la dérivée partielle quatrième de r par rapport à s . La résolution de l'équation 3.5 permet d'obtenir la déflexion du pilier pour un champ de vitesse u avec les conditions aux limites suivantes. Comme la base du pilier est ancrée dans la langue, on a

$$\begin{cases} \mathbf{r}(s=0) = \mathbf{0} \\ \mathbf{r}_s(s=0) = \mathbf{0} \end{cases} \quad (3.7)$$

De plus, comme le sommet du pilier est laissé libre, on a aussi

$$\begin{cases} \mathbf{r}_{ss}(s=L) = \mathbf{0} \\ \mathbf{r}_{sss}(s=L) = \mathbf{0} \end{cases} \quad (3.8)$$

2.4 Vitesses longitudinale et transversale

Pour un fluide incompressible en écoulement entre deux plans parallèles, les équations de Stokes se simplifient et sont données par

$$\eta \nabla^2 \mathbf{u} - \nabla p = \mathbf{0} \quad (3.9)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \quad (3.10)$$

où u est la vitesse du fluide et p la pression. Les symétries du problème nous permettent de dire que la vitesse ne dépendra que de y et sera dirigée

selon x .

$$\mathbf{u} = u_x(y)\mathbf{e}_x \quad (3.11)$$

Pour exprimer $u_x(y)$ en fonction de U et V , considérons chaque type de mouvement de la langue relativement au palais séparément.

2.4.a Mouvement longitudinal de la langue

Dans le cas d'un mouvement longitudinal, la pression est constante et on a

$$\frac{\partial^2 u_x}{\partial y^2} = 0 \quad (3.12)$$

La condition de non glissement aux parois impose $u_x(y=0) = 0$ et $u_x(y=H) = U$, et la résolution de l'équation de Stokes donne donc

$$u_x(y) = U \frac{y}{H} = \dot{\gamma}_{\parallel} y \quad (3.13)$$

où $\dot{\gamma}_{\parallel} = U/H$ est le taux de cisaillement dû au déplacement longitudinal du palais.

2.4.b Mouvement transversal de la langue

Dans la mesure où $H \ll W$, le mouvement transversal de la langue par rapport au palais conduit à un flux longitudinal. Dans ce cas, l'équation de Stokes s'écrit

$$\eta \frac{d^2 u_x}{dy^2} = \frac{dp}{dx} \quad (3.14)$$

dont la solution est un écoulement parabolique d'équation

$$u_x(y) = \frac{1}{2\eta} \frac{dp}{dx} y(y-H) \quad (3.15)$$

Pour trouver le gradient de pression, on utilise la conservation de la masse. En effet, le débit 2D le long de la langue Q doit être égal au débit induit par le mouvement de la langue VW . En intégrant l'équation 3.15 le long de l'axe normal à la langue, on trouve l'expression du débit

$$Q = -\frac{H^3}{12\eta} \frac{dp}{dx} \quad (3.16)$$

et on peut en déduire le gradient de pression

$$\frac{dp}{dx} = -12\eta \frac{VW}{H^3} \quad (3.17)$$

On peut ainsi trouver l'expression de la vitesse du fluide en tout point

$$u_x(y) = 6V \frac{Wy(H-y)}{H^3} = \dot{\gamma}_{\perp} y \left(1 - \frac{y}{H}\right) \quad (3.18)$$

où $\dot{\gamma}_\perp = 6VW/H^2$ est le taux de cisaillement maximal dû au déplacement transversal du palais. Comme par ailleurs $0 \leq y \leq L \ll H$, on a finalement $y/H \ll 1$ et

$$u_x(y) \simeq \dot{\gamma}_\perp y \quad (3.19)$$

2.4.c Conclusion

On retrouve la même expression du type $u = \dot{\gamma}y$ dans les deux cas dans la mesure où $L \ll H$. Donc, quelque soit l'origine de l'écoulement en bouche, il est légitime de le modéliser par un écoulement de cisaillement et on désignera le taux de cisaillement par $\dot{\gamma}$ par la suite, quelque soit le mouvement de la langue relativement au palais.

La comparaison des taux de cisaillement typique dans chaque cas peut être faite en évaluant le rapport

$$\frac{\dot{\gamma}_\parallel}{\dot{\gamma}_\perp} \sim \frac{U}{V} \frac{H}{W} \quad (3.20)$$

Les mesures par ultrasons des mouvements de la langue pendant la dégustation de Stone et Shawker [19, 147] montrent que U/V est de l'ordre de 1 au maximum et que $H \ll W$ pendant toute la dégustation. Donc dès lors que la langue décrit un mouvement transversal, l'écoulement dû au mouvement longitudinal peut raisonnablement être négligé.

En prenant $W = 5$ cm, $H = 5$ mm et $V = 10$ cm/s, on obtient $\dot{\gamma} \sim 100$ s⁻¹.

2.5 Résumé du problème adimensionné

Pour alléger les notations de la modélisation théorique, on adimensionne le problème dans toute la suite. On utilise L comme longueur caractéristique, t_{eh} comme temps caractéristique et L/t_{eh} comme vitesse caractéristique. Quelque soit le mouvement de la langue relatif au palais, l'équation 3.5 qui donne le déplacement du sommet du pilier s'écrit alors

$$\frac{d^4 \delta}{dy^4} = u_x(y) = \dot{\gamma}y \quad (3.21)$$

où δ représente le déplacement du pilier à la hauteur y . Pour résoudre cette équation, on impose les conditions aux limites suivantes :

$$\delta(0) = 0, \quad \delta'(0) = 0, \quad \delta''(1) = 0, \quad \delta'''(1) = 0 \quad (3.22)$$

2.6 Résolution [1]

L'intégration de l'équation 3.21 avec les conditions aux limites 3.22 donne la relation

$$\delta(y) = \dot{\gamma}P(y) \quad \text{avec} \quad P(y) = \frac{1}{120}(y^5 - 10y^3 + 20y^2) \quad (3.23)$$

$P(y)$ est le polynôme qui décrit la forme du pilier le long de y . On peut voir que la valeur de δ augmente de façon monotone avec y depuis la langue jusqu'au sommet du pilier. Nous ne nous intéresserons donc qu'à la valeur du déplacement au sommet, c'est à dire en $y = 1$ pour laquelle on a

$$\delta(y = 1) = \frac{11}{120}\dot{\gamma} \quad (3.24)$$

Pour le reste du manuscrit, la variable δ sera utilisé pour désigner la valeur de $\delta(y = 1)$. En redimensionnant, l'équation 3.24 donne

$$\delta = K_0 \frac{\eta\dot{\gamma}L^5}{Ea^4} \quad \text{avec} \quad K_0 = \frac{11}{120} \quad (3.25)$$

En reprenant les nombres calculés précédemment, on obtient $\delta \sim 10 \mu\text{m}$, ce qui nous permet de valider l'hypothèse $\delta \ll L$.

2.7 Contraintes et déformations en base de papille [1]

La déflexion de la papille génère un moment mécanique à sa base qui s'écrit :

$$M \sim Ea^3\varepsilon(y = 0) \quad (3.26)$$

où $\varepsilon(y) \simeq a\delta''(y)$ est la déformation longitudinale et $\delta''(y)$ la courbure de la papille en y . En utilisant l'équation 3.23, on obtient

$$\varepsilon(y = 0) = \frac{1}{3}a\dot{\gamma} \quad (3.27)$$

soit en repassant aux variables dimensionnées

$$\varepsilon(y = 0) \sim \frac{\eta\dot{\gamma}L^3}{Ea^3} \quad (3.28)$$

Avec les valeurs ci-dessus on trouve que la déformation longitudinale en base du pilier qui résulte de sa déflexion vaut $\varepsilon \sim 3 \%$. Cela conduit à un moment en base :

$$M \sim \eta\dot{\gamma}L^3 \quad (3.29)$$

En reprenant les nombres calculés précédemment, le moment en base est de l'ordre de 0,1 à 1 nN.m, ce qui est cohérent avec les valeurs mesurée pour les poils d'araignées [152].

Ces résultats doivent être comparés avec le cas où il n'y aurait pas de papilles sur la langue. Dans ce cas, une contrainte de cisaillement s'applique sur la surface de la langue, mais aucune déformation verticale n'est générée [1] et donc aucun moment. Il y a donc un avantage mécanique évident à avoir des papilles disposées sur la langue.

2.8 Conclusion

Le modèle proposé par Lauga *et al.* [1] montre l'avantage topologique de la langue pour la perception de la texture. Les papilles permettent en effet de transmettre et d'amplifier les contraintes en base, ce qui révèle potentiellement leur fonction utile pour la perception de texture. Une des limites du modèle est qu'il néglige les interactions hydrodynamiques entre papilles, ce qui n'est pas nécessairement le cas pour une vraie langue, car la distance moyenne entre deux papilles voisines est de l'ordre de 500 μm [62, 68, 69]. Nous verrons dans le dernier chapitre l'effet de cette proximité sur la déflexion des papilles. De plus, le modèle n'est à priori valable que pour des fluides homogènes newtoniens. Il est légitime de se demander comment s'étend ce modèle pour des fluides au comportement plus proche de la rhéologie alimentaire.

Dans la suite de ce chapitre, nous allons voir comment nous avons pu valider expérimentalement ce modèle. Ensuite, dans les chapitres suivants, nous verrons comment l'étendre à des situations pertinentes pour le domaine alimentaire.

3 Modélisation expérimentale

Comme on vient de le voir, les considérations précédentes suggèrent un avantage physiologique à avoir des papilles filiformes pour la perception tactile. Nous allons maintenant nous intéresser à la modélisation expérimentale du système langue-palais. Pour imiter son fonctionnement, nous avons choisi de fabriquer une langue artificielle en élastomère décorée de papilles filiformes artificielles et placée sur une cellule de rhéomètre, en utilisant l'outil rotatif rigide supérieur du rhéomètre comme équivalent du palais.

3.1 Fabrication du système

3.1.a Langue artificielle

Les langues en élastomère sont obtenues avec une combinaison de techniques de micro-usinage et de moulage comme cela est représenté sur la Figure 3.3. Un moule en Plexiglas en forme de piscine circulaire de diamètre interne $\Phi_i = 50$ mm et de diamètre externe $\Phi_e = 64$ mm est d'abord surfacé et poli par notre atelier de mécanique. Des puits cylindriques de 100 μm de diamètre et de 450 μm de profondeur sont ensuite percés au laboratoire dans la surface polie du moule en utilisant une micro-fraise à commande numérique (Minitech, Machinery Corp., USA). Ces puits sont distribués sur une grille carrée à raison de 10 puits/ cm^2 avec une résolution spatiale de 1 μm . À cette faible densité, les piliers sont donc éloignés d'une distance centre à centre de 3,2 mm les uns des autres, ce qui est quasiment 10 fois leur

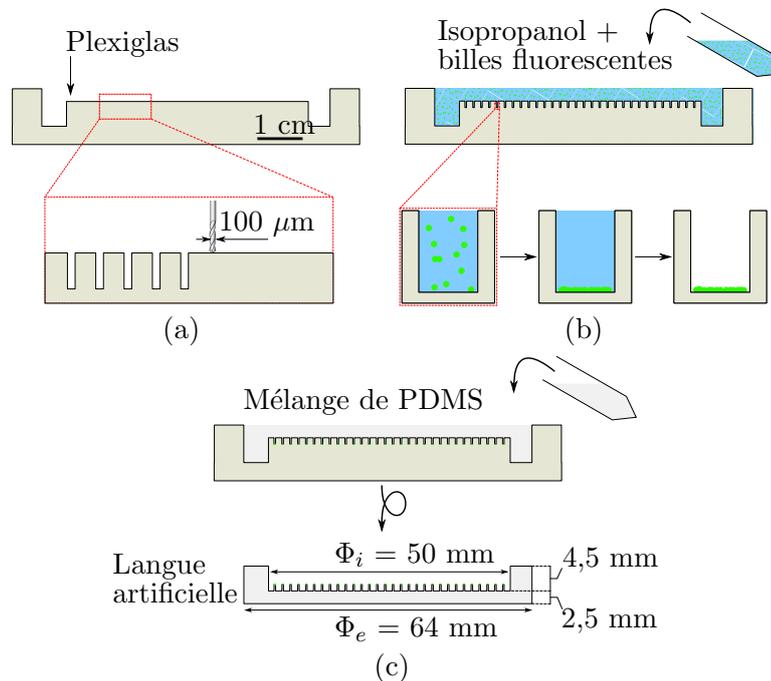


FIGURE 3.3 – Schéma de principe des différentes étapes de fabrication d'une langue artificielle montrée en coupe selon le diamètre. (a) Le moule est poli puis des trous de $450\ \mu\text{m}$ de profondeur et de $100\ \mu\text{m}$ de diamètre y sont creusés avec un micro-foret. (b) Une suspension de micro-sphères dispersées dans de l'isopropanol est versée dans le moule. Après sédimentation, le surnageant est aspiré avec une pipette et le moule est séché à l'étuve à 65°C . (c) Un mélange de PDMS et de réticulant est versé dans le moule et cuit pendant une nuit à 65°C . En fin de réticulation, la langue artificielle est prudemment démoulée, révélant une multitude de piliers dont le sommet est couvert de micro-sphères fluorescentes adsorbées.

longueur. Nous verrons par la suite que les interactions hydrodynamiques entre piliers peuvent être légitimement négligées dans cette situation. Au cours d'une troisième étape, une solution d'isopropanol contenant des micro-sphères fluorescentes de diamètre $[1-5]\ \mu\text{m}$ (GFM, Cospheric, $1.3\ \text{g}/\text{cm}^3$, $\lambda_{em} = 515\ \text{nm}$) à une concentration de $50\ \text{mg}/\text{L}$ est versée dans le moule et laissée 30 min à température ambiante. La durée de cette étape est choisie pour permettre aux micro-sphères de sédimenter au fond des puits cylindriques. Le surnageant est ensuite aspiré avec une pipette et le moule est placé dans une étuve à 65°C pendant 15 min pour permettre au reste du solvant de s'évaporer. À la suite de cette procédure, quelques micro-sphères peuvent subsister à la surface du moule qui correspond au fond de la piscine. Ces billes sont retirées manuellement en appliquant et en pelant un morceau de ruban adhésif à plusieurs reprises.

Les langues ont été fabriquées avec un mélange de deux élastomères transparents commerciaux, le Sylgard 184 et le Sylgard 527 (Poly-DiMéthylSiloxane - PDMS, Dow Corning, USA), mélangé avec un ratio massique de 31/69 que nous appellerons PDMS-A. D'autres langues artificielles ont été fabriquées avec le Sylgard 184 pur que nous appellerons PDMS-B. Avant le mélange, chaque polymère est préparé séparément avec son réticulant, dans un rapport 10/1 pour le Sylgard 184 et 1/1 pour le Sylgard 527. Le mélange est ensuite centrifugé à 1000 g pendant 10 min pour éliminer les bulles d'air, puis versé dans le moule. À cause du grand rapport d'aspect des puits ($L/a \sim 5$), l'air y est facilement emprisonné. Pour le retirer, le moule est donc placé sous un vide léger pendant 10 min. Le moule est ensuite fermé avec un couvercle pour assurer la planéité du fond de la piscine, et placé dans une étuve à 65°C pendant au moins 12 h. La langue polymérisée est ensuite démoulée doucement pour éviter de casser les piliers formés dans les puits. Leur intégrité est alors vérifiée en microscopie de fluorescence (Fig. 3.4).

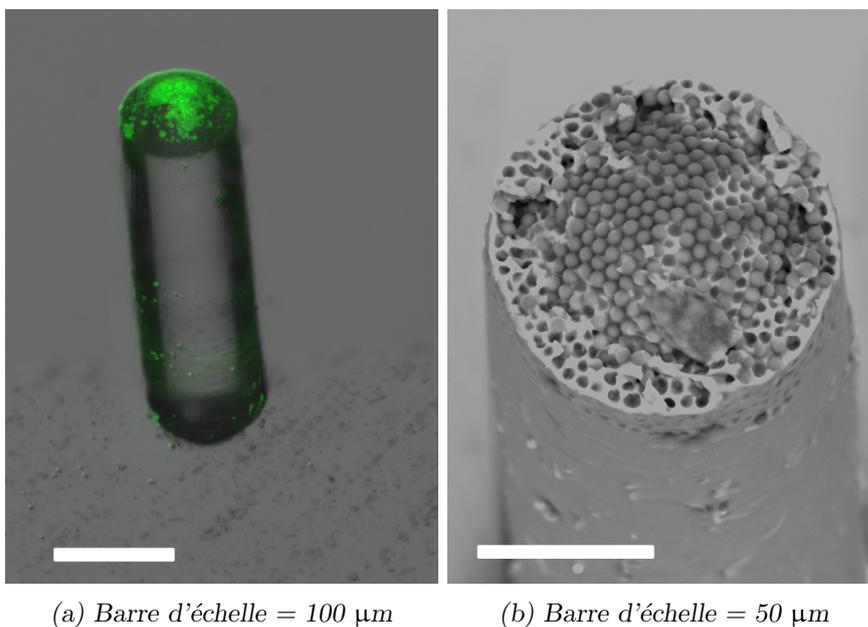


FIGURE 3.4 – (a) Image en microscopie de fluorescence d'un pilier unique dont le sommet est couvert de micro-sphères fluorescentes. (b) Image en microscopie électronique à balayage du sommet d'un pilier au sommet duquel un arrangement compact de micro-sphères fluorescentes est clairement identifiable.

3.1.b Caractérisation géométrique

Comme la présence des micro-sphères fluorescentes au sommet des piliers pourrait induire une variation de leurs longueurs, nous avons cherché à mesurer directement L par des mesures optiques. La langue est placée sur la platine z piézoélectrique d'un profilomètre optique (M3D, Fogale Nanotech) et on image en réflexion le sommet et la base des piliers. Par différence des deux mesures, on obtient simplement L avec une précision meilleure que $1 \mu\text{m}$. En répétant la mesure sur plusieurs piliers, on obtient que $L = 435 \pm 7 \mu\text{m}$. L'erreur totale résulte donc de la variabilité entre piliers.

3.1.c Caractérisation mécanique

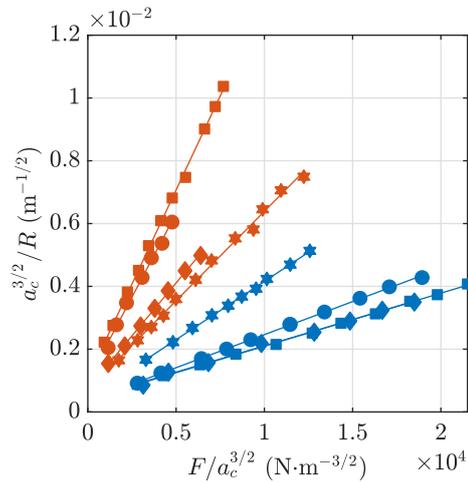


FIGURE 3.5 – Résultats des mesures JKR utilisées pour déterminer le module d'Young des deux mélanges de PDMS utilisés au cours de cette thèse. Les symboles oranges et bleus correspondent aux mesures faites sur les PDMS-A et PDMS-B respectivement, et chaque symbole correspond à une différente répétition de fabrication de PDMS. Les droites sont les résultats des régressions linéaires.

La valeur du module d'Young E a été mesurée en utilisant un test JKR décrit par Johnson *et al.* [153] avec un montage précédemment décrit [154]. Une lentille de verre (qualité optique, Melles-Griot 01LPX017, BK7) de 9,33 mm de rayon de courbure est pressée avec une force normale F contre un bloc de PDMS (50×50 mm, 15 mm d'épaisseur) préparé avec le même mélange de PDMS que celui utilisé pour fabriquer la langue artificielle. Le principe du test consiste à mesurer l'aire de contact πa_c^2 entre la lentille et le bloc en fonction de F . On peut montrer que, dans la limite des faibles

déformations, F et a_c sont reliés par la relation suivante [155] :

$$F = \frac{E^* a_c^3}{R} - \sqrt{6\pi W K a_c^3} \quad \text{avec} \quad E^* = \frac{16}{9} E \quad (3.30)$$

où W est l'énergie d'adhésion entre la lentille de verre et le bloc de PDMS. En réécrivant l'équation 3.30 sous la forme suivante

$$\frac{a_c^{3/2}}{R} = \frac{1}{E^*} \frac{F}{a_c^{3/2}} + \sqrt{\frac{6\pi W}{E^*}} \quad (3.31)$$

et en traçant $a_c^{3/2}/R$ en fonction de $F/a_c^{3/2}$ (Fig. 3.5), on déduit E directement de la pente de cette relation linéaire. La mesure est faite sur quatre préparations pour chaque mélange de PDMS, et nous donne $E = 0,8 \pm 0,16$ MPa et $W = 47 \pm 3$ mJ/m² pour le PDMS-A et $E = 2,7 \pm 0,54$ MPa et $W = 43 \pm 15$ mJ/m² pour le PDMS-B, ce qui est cohérent avec de précédentes valeurs obtenues [156, 157].

3.1.d Montage expérimental

Après démoulage, la langue artificielle est placée sur la cellule fixe d'un rhéo-microscope Anton Paar MCR 302 (Graz, Autriche) qui combine à la fois mesures rhéologiques et microscopie de fluorescence. La Figure 3.6 montre un schéma du montage expérimental. Plutôt que de faire bouger la langue par rapport au palais comme c'est le cas pour les humains, la langue artificielle est maintenue fixe dans le référentiel du laboratoire et c'est le palais qui est mobile. L'équivalent du palais consiste en un disque métallique plat, lisse et rigide (Anton Paar PP40, 40 mm de diamètre).

Sur un rhéomètre, la température est habituellement réglée via le module peltier sur lequel sont faites les mesures. Dans notre cas, la langue artificielle est placée sur le module Peltier, et pour thermaliser le liquide, le flux de chaleur doit passer à travers la langue artificielle. Or la conductivité thermique du PDMS est d'environ 0,16 W/m/K [158], soit à peu de chose près égale à celle de l'amiante [159]. Il est donc inutile d'essayer de régler la température avec le module Peltier et toutes les expériences avec langue artificielle sont menées à température ambiante ($\approx 25^\circ\text{C}$).

Les piliers sont imagés en réflexion par microscopie de fluorescence à l'aide d'un objectif à longue distance de travail (Edmund Optics, Plan-APO, air, 5×, Barrington, New Jersey, USA) positionné directement sous la langue artificielle. Seule une petite portion de la langue peut être imagée et en pratique, les mesures sont donc faites sur un seul pilier. L'ensemble de la partie optique permettant l'imagerie de fluorescence est faite en un seul bloc qui est monté sur une platine de déplacement permettant le

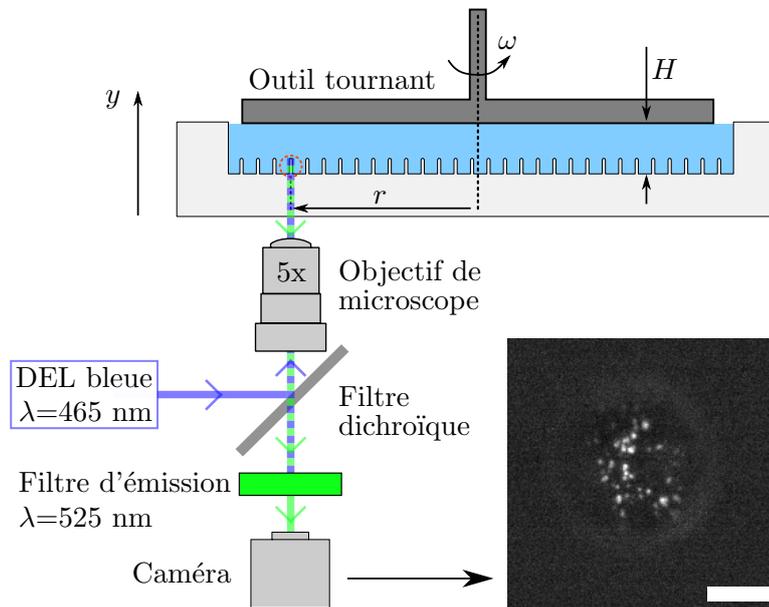


FIGURE 3.6 – Schéma du montage expérimental mimant le système langue-palais. La langue artificielle est placée sur la cellule fixe du rhéomètre et remplie du liquide d'intérêt. L'outil tournant est amené à la surface du liquide à une distance H de la base de la piscine et mis en rotation à une vitesse angulaire w . Le microscope de fluorescence placé en dessous permet d'imager le sommet d'un pilier à travers un objectif $5\times$ à longue distance de travail et une caméra. La barre d'échelle de l'image obtenue mesure $50\ \mu\text{m}$ de long.

positionnement de l'objectif selon deux axes : l'axe radial de la langue et l'axe vertical des piliers. L'illumination est fournie par une diode bleue de puissance (Sodial(r), 3 W, $\lambda = 465\ \mu\text{m}$) dont le faisceau est focalisé sur le sommet du pilier. La lumière verte émise par les micro-sphères fluorescentes est filtrée par la combinaison d'un miroir dichroïque (Thorlabs Inc., MD498, bande de réflexion = 452-490 nm, bande de transmission = 505-800 nm) et d'un filtre d'émission (Thorlabs Inc., MF525-39, longueur d'onde centrale = 525 nm, largeur de bande = 39 nm) puis collectée par une caméra qui peut enregistrer les images à une fréquence de 100 images par seconde. Deux caméra CMOS - pour *Complementary Metal Oxide Semi-conductor* - ont été utilisées pour les expériences. Nous avons dans un premier temps utilisé une caméra PCO (pco.edge 5.5, résolution max 2560x2160 pixels, 16 bits) d'une résolution $1,05\ \mu\text{m}/\text{pixel}$. Nous l'avons ensuite remplacée par une autre, fournie par FLIR² (Blackfly S, résolution maximale 2448x2048 pixels, 12 bits) avec une résolution de $0,7\ \mu\text{m}/\text{pixel}$.

2. ex-PointGrey, USA

Enfin, l'acquisition des images est déclenchée sur le front montant d'un signal TTL émis par le rhéomètre dès la mise en rotation de l'outil tournant. Le rhéomètre est lui-même piloté par son logiciel dédié propriétaire (Rheocompass 1.19, Anton Paar).

3.2 Déroulement d'une expérience type

3.2.a Réglage de la hauteur H de l'outil

Le positionnement vertical de l'outil rotatif est fait en deux étapes successives. Dans un premier temps, le rhéomètre est calibré en faisant un contact entre l'outil et la surface de la cellule, sans langue. Cela permet au rhéomètre de connaître la position relative de la surface de l'outil. Puis, ce dernier est remonté en position haute, la langue est mise en place, et le pilier dont on souhaite visualiser la déflexion est choisi et amené dans le champ de la caméra en tournant manuellement la langue. L'outil est alors descendu à proximité du sommet du pilier, d'abord continûment puis, lorsqu'il est suffisamment proche d'un pilier, de façon incrémentale par pas de $10\ \mu\text{m}$, jusqu'à ce qu'il touche le pilier. Le contact est repéré visuellement en observant les mouvements latéraux du pilier dans le champ d'observation après avoir mis en rotation manuellement l'outil. Connaissant ainsi la hauteur relative du sommet des piliers par rapport à la surface libre de la cellule du rhéomètre et leur longueur, il est possible de fixer la hauteur H avec une précision de l'ordre de $10\ \mu\text{m}$.

3.2.b Localisation de la position radiale du pilier

La distance entre le pilier choisi et l'axe de rotation de l'outil est notée r (Fig. 3.7a). Comme en géométrie plan-plan le taux de cisaillement local $\dot{\gamma} = \omega r/H$ varie avec r , la position radiale doit être déterminée précisément pour chaque expérience. Une mire a été gravée avec des cercles concentriques de rayons croissants avec une périodicité λ_{mire} de $500\ \mu\text{m}$ (Fig. 3.7b et 3.7c). La mire est insérée à la place de l'outil rotatif du rhéomètre et amenée à proximité du sommet des piliers, sans liquide. Une image typique obtenue par la caméra est représenté sur la Figure 3.7c où le pilier vu de dessous est cerclé d'une ligne pointillée rouge. La distance r est simplement déterminée comme étant la somme du rayon du cercle n sur la mire additionné de la plus courte distance entre le pilier et ce cercle. Par analyse d'image, la position r est obtenue avec une précision de l'ordre de $10\ \mu\text{m}$.

3.2.c Déroulement d'une mesure

Une fois que la position radiale et la hauteur du sommet du pilier ont été mesurées, la mire gravée est enlevée et le liquide d'intérêt est ensuite

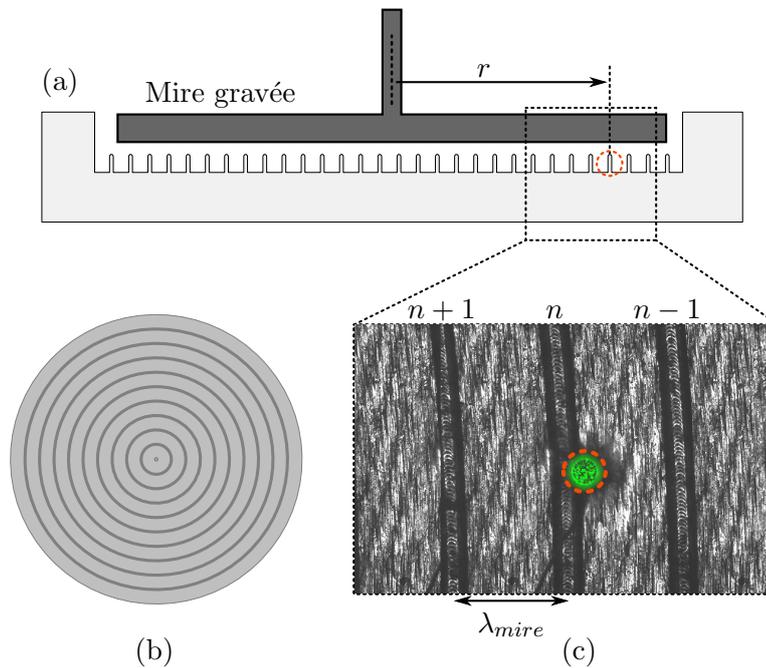


FIGURE 3.7 – (a) Schéma du montage utilisé pour mesurer la distance r entre le pilier choisi et le centre de rotation de l’outil du rhéomètre. (b) Schéma de la face inférieure de la mire gravée montrant les cercles concentriques gravés. (c) Agrandissement d’une photo de la mire gravée et d’un pilier illustrant le principe de localisation d’un pilier : la distance entre le centre du pilier d’intérêt - ici entouré en pointillés rouges - et la gravure circulaire la plus proche est mesurée. Connaissant l’indice n du cercle concerné et la distance inter-cercles λ_{mire} , il est possible de remonter à une valeur de r précise à $10 \mu\text{m}$ près.

versé dans la piscine. L’outil rotatif est remis en place et amené à la surface du liquide, à une distance H de la base du pilier. L’outil a préalablement été mouillé avec le liquide pour éviter au maximum de piéger des bulles d’air lors de la mise en contact entre l’outil et le liquide. Chaque mesure commence par une étape à vitesse de rotation nulle pendant laquelle on acquiert environ 1000 images, utiles pour définir la position au repos du pilier sans cisaillement. Les mesures proprement dites sont ensuite faites à une vitesse de rotation constante, de telle sorte que l’ensemble de la dynamique du pilier soit enregistrée à contrainte fixée. Les images sont ensuite analysées avec un programme que nous avons écrit sous Matlab (MathWorks Inc., Natick, Massachusetts, USA). Ce programme s’appuie sur une méthode de corrélation d’image détaillée ci-dessous pour mesurer le déplacement du sommet du pilier à un instant $t > 0$.

3.3 Mesure de la déflexion

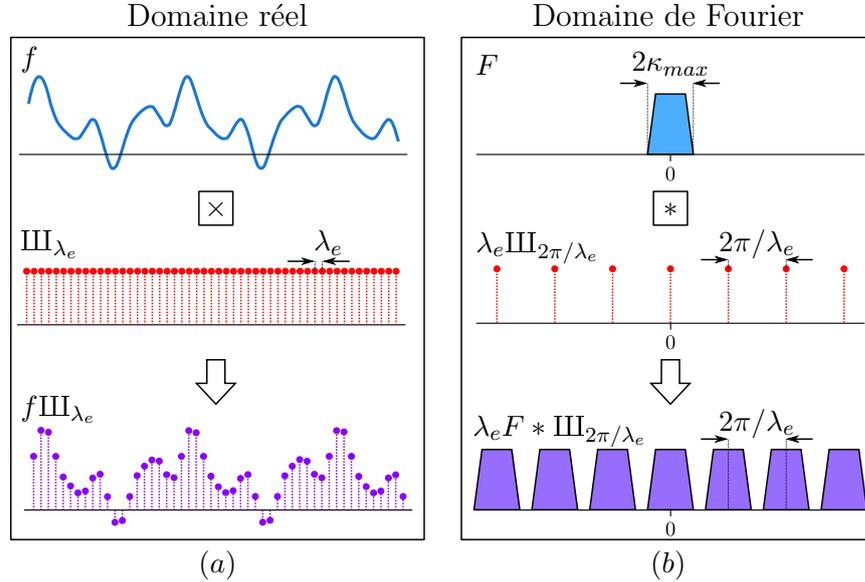


FIGURE 3.8 – Illustration de l'effet de l'échantillonnage d'une fonction f sur son spectre F dans le domaine de Fourier : (a) la multiplication d'un signal par un peigne de dirac revient à (b) convoluer son spectre par un peigne de largeur associée.

Cette méthode consiste à corrélérer une image enregistrée à un instant t avec une image de référence. Les deux images sont d'abord filtrées avec un filtre gaussien de déviation standard 1 pixel pour éliminer le bruit haute fréquence. Les images sont ensuite seuillées en mettant à 0 l'ensemble des pixels dont la valeur est inférieure au seuil défini par la méthode d'Otsu [160]. Cette méthode de seuillage consiste à trouver le minimum de la variance intra-classe de tout les seuillages possibles.

La fonction de corrélation entre une image I et l'image de référence I_0 est définie par

$$C(\Delta x, \Delta y) = \iint_{X,Y} I_0(x,y) I(x + \Delta x, y + \Delta y) dx dy \quad (3.32)$$

où $X \times Y$ est la taille des images et Δx et Δy sont les décalages relatifs entre les deux images selon les axes x et y de l'image. Habituellement, le calcul de la fonction de corrélation est fait en passant dans l'espace de Fourier pour diminuer le temps de calcul. La position du maximum de la fonction C donne une lecture directe du déplacement du motif avec une précision de 1 pixel.

Cette méthode permet d'obtenir un déplacement précis au pixel près, que l'on souhaite améliorer. Classiquement, on obtient une résolution

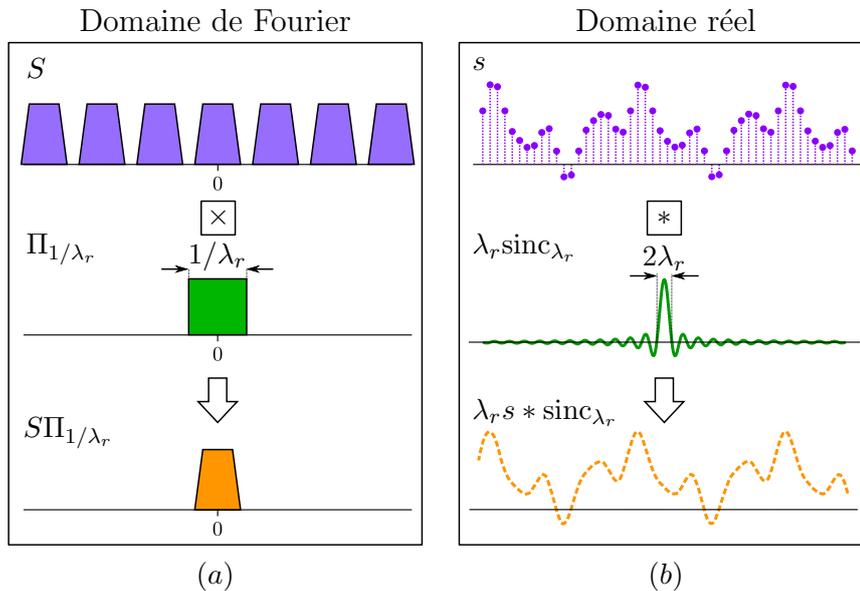


FIGURE 3.9 – Illustration de l'effet de la convolution du signal échantillonné s avec un sinus cardinal : (a) la multiplication du spectre d'une fonction par un signal carré revient à (b) la convoluer par un sinc dans l'espace réel.

sub-pixel en interpolant C via un ajustement local autour de son maximum par une fonction paire concave, comme une gaussienne ou une fonction quadratique. Le choix de la fonction d'interpolation est important parce qu'il détermine la précision de la position du maximum. Roesgen [161] a montré que c'est la fonction sinus cardinal qui permet la meilleure interpolation car elle réduit au minimum l'erreur due à l'échantillonnage. La Figure 3.8 montre l'exemple d'une fonction échantillonnée et l'effet sur son spectre. L'échantillonnage dans l'espace réel a pour effet de répliquer le spectre dans l'espace de Fourier. La Figure 3.9 montre schématiquement comment la fonction sinc permet de rattraper cet effet sans introduire d'erreur, dans la mesure où la fonction a été correctement échantillonnée, c'est à dire en respectant le critère de Shannon [162].

Dans le cas d'une image numérique, le calcul de la transformée de Fourier donne une matrice échantillonnée de même taille et il faut rajouter des pixels pour pouvoir interpoler l'image. La méthode consiste donc à calculer la transformée de Fourier de la fonction C (Fig. 3.10c), à la sur-échantillonner en rajoutant des pixels noirs sur les bords (Fig. 3.10f), puis à repasser dans l'espace réel via la transformée de Fourier inverse. Ce calcul a été implémenté dans une fonction Matlab par Guizar-Sicairos *et al.* [163], qui en profitent pour optimiser le temps d'exécution en raffinant la mesure avec deux étapes successives. La première étape raffine la position du maximum en doublant l'échantillonnage de la fonction de corrélation

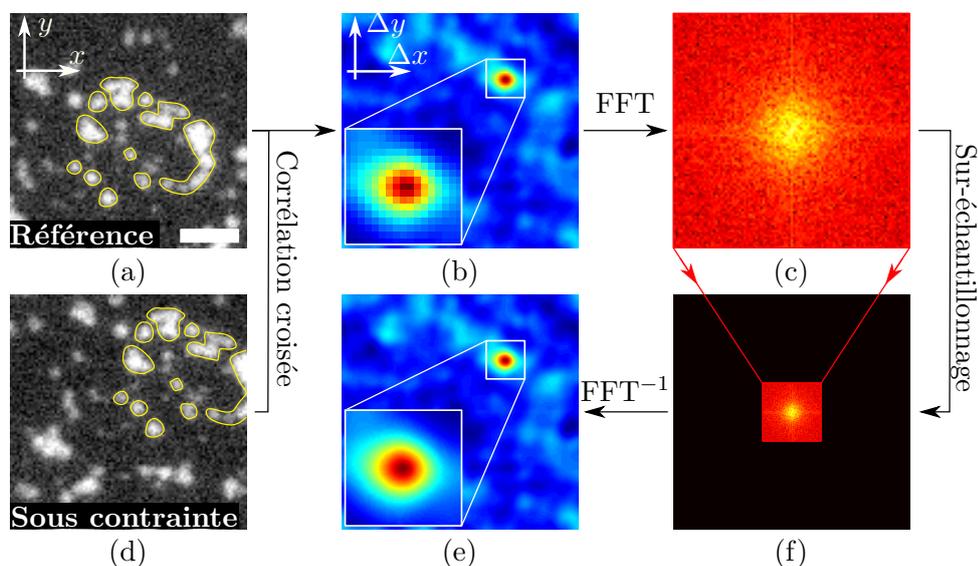


FIGURE 3.10 – Illustration pratique de la méthode de corrélation d’images. Dans cet exemple, une image de référence du sommet du pilier (a) et une image à un instant t (d) sont comparées en calculant leur fonction de corrélation croisée (b), qui dépend des décalages Δx et Δy selon les axes x et y respectivement. La position du maximum de cette fonction permet d’obtenir le décalage entre les images (a) et (d) avec une précision de 1 pixel. Les contours en jaune sur l’image (a) et (d) sont artificiellement rajoutés pour aider à la visualisation du déplacement du motif. Pour améliorer la précision, on calcule la transformée de Fourier (c) de la fonction que l’on entoure de pixels d’intensité nulle (f). Enfin, le calcul de la transformée de Fourier inverse permet de retrouver la fonction de corrélation (e), avec une résolution accrue.

entière. Puis une portion de la fonction interpolée est rognée et à nouveau raffinée en utilisant le même principe, mais en sur-échantillonnant avec un grand nombre de pixels, typiquement de l’ordre de cent fois plus.

On obtient avec cette méthode une résolution sur le déplacement de l’ordre du dixième de pixel (Fig. 3.11), soit de l’ordre de 100 nm. Pour la suite de cette partie, les pixels font $1,05 \mu\text{m}$ de côté. Les conversions seront faites automatiquement sur les prochains graphes.

3.4 Mesure avec un fluide simple

Pour tester le résultat des prédictions théoriques, nous avons utilisé une grande variété de mélanges glycérol/eau. L’intérêt d’un tel mélange est qu’il est newtonien, simple à préparer et à rincer, et qu’il permet d’obtenir des liquides de viscosité η variant entre 1 et 1000 fois la viscosité de l’eau

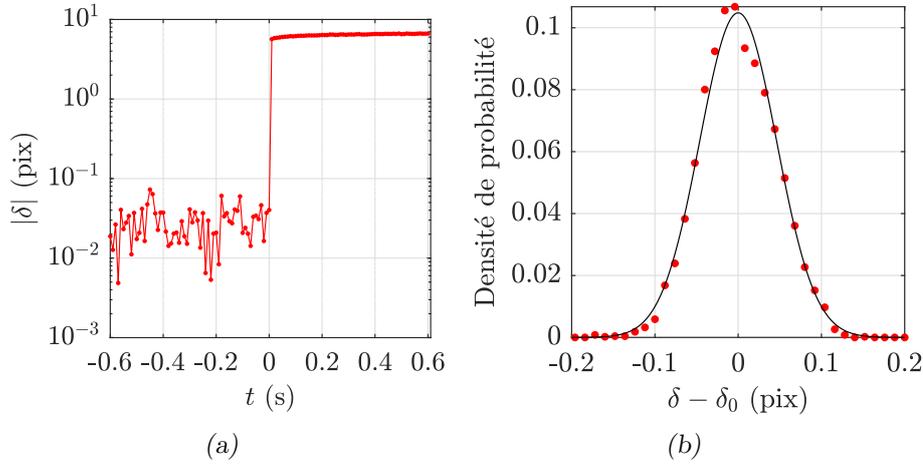


FIGURE 3.11 – (a) Exemple de résultat de mesure typique faite en utilisant la méthode de corrélation précédemment décrite. (b) Densité de probabilité de δ en fonction de $\delta - \delta_0$ où δ_0 est la moyenne de δ à l'état stationnaire pour $t > 0$. La courbe noire est un ajustement avec une loi gaussienne de déviation standard 0,065 pixel, soit de l'ordre de 100 nm dans notre cas.

$\eta_0 = 1$ mPa.s (Fig. 3.12a). Pour chaque solution, la viscosité est mesurée en utilisant le rhéomètre dans sa configuration habituelle, c'est à dire sans languette, avec un entrefer de 1 mm entre l'outil plan PP40 (Anton Paar) et le plan fixe. Pour ces mesures de viscosité, la température est fixée à 25°C grâce au module Peltier du rhéomètre.

Pour les mesures proprement dites, nous avons choisi un pilier dont la distance radiale vérifie la relation $r < \Phi_i/2 - H$ afin d'éviter les effets de bord. Comme la valeur exacte de r peut varier à chaque fois que l'on positionne la languette artificielle, celle-ci est mesurée avant chaque expérience (Partie 3.2.b - page 54). Chaque mesure consiste à verser le liquide à tester dans la languette artificielle, à positionner l'outil rotatif à la distance H de la base du pilier d'intérêt puis à faire tourner cet outil à vitesse angulaire constante ω . La valeur de δ qui nous intéresse est alors atteinte à l'équilibre, lorsque $t \gg t_{eh}$. En pratique, pour tester le montage et vérifier l'équation 3.25, chaque mesure se compose d'une rampe de 11 étapes successives d'une durée de 10 s chacune. À chaque étape correspond une vitesse constante de rotation, la première étant nulle et permettant d'obtenir la position de référence du pilier au repos. Les vitesses de rotation imposées sont choisies selon une échelle logarithmique (Fig. 3.12b).

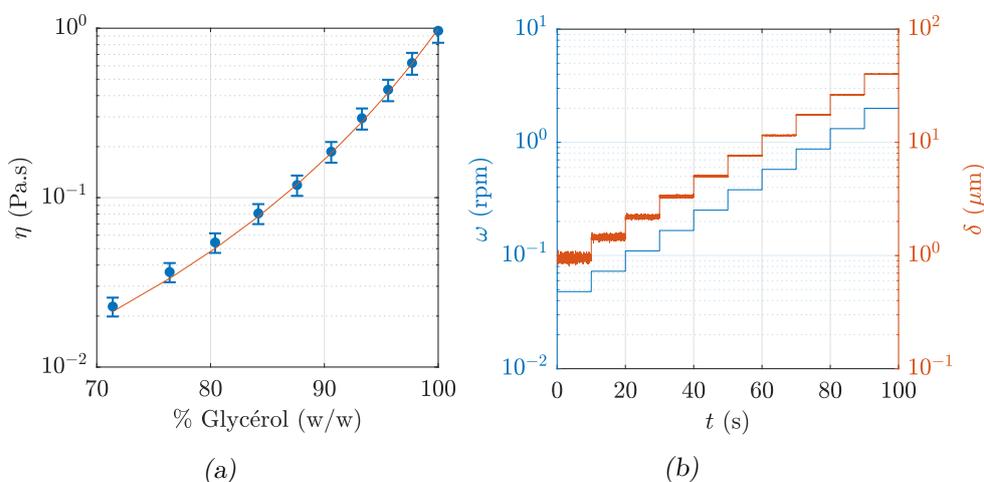


FIGURE 3.12 – (a) Mesures de viscosité des solutions aqueuses en fonction de leur fraction massique en glycérol. Les points bleus correspondent aux solutions fabriquées pour les expériences, et la courbe rouge à l’ajustement des données avec le modèle de Cheng [164]. (b) Exemple d’une mesure typique montrant δ et ω en fonction du temps t .

3.4.a Dépendance de δ avec η et $\dot{\gamma}$

La Figure 3.13 illustre un résultat typique de mesure du déplacement du sommet d’un pilier δ soumis à un écoulement avec une langue en PDMS-A, avec sur la Figure 3.13a δ en fonction du taux de cisaillement $\dot{\gamma}$. Chaque point correspond à une étape de mesure en régime stationnaire d’écoulement avec une vitesse de rotation constante, et la barre d’erreur correspond à la déviation standard de δ calculée sur la durée de la mesure. Le premier constat que l’on peut faire est que δ est proportionnel à $\dot{\gamma}$ (les points s’alignent sur une droite de pente 1 en échelle log/log), en accord avec l’équation 3.25. On remarque ensuite sur la Figure 3.13b que les trois courbes se superposent lorsque l’on multiplie l’axe des abscisse par la viscosité. Cela signifie que la déflexion δ est aussi proportionnelle à la viscosité, toujours en accord avec l’équation 3.25.

3.4.b Dépendance de δ avec H

Les expériences considérées précédemment ont toutes été effectuées avec une hauteur H entre la base des piliers et la surface de l’outil constante et égale à 4 mm. Pour vérifier l’impact de la hauteur sur la mesure de δ , le pilier a été soumis à un ensemble de mesures à deux vitesses de rotation distinctes, à savoir 2 et 10 trs/min, en variant H de 500 μm à 5 mm avec une solution de glycérol concentrée à 96%.

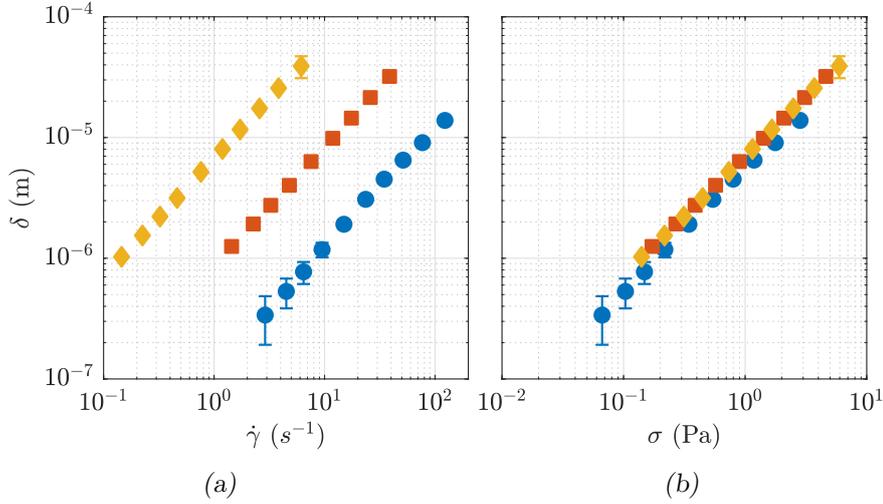


FIGURE 3.13 – Exemples de mesure du déplacement du sommet d’un pilier à l’état stationnaire. δ (a) en fonction du taux de cisaillement $\dot{\gamma}$ et (b) en fonction de la contrainte $\sigma = \eta\dot{\gamma}$ où η est la viscosité de chaque solution, mesurée indépendamment avec le rhéomètre en géométrie plan-plan. Les disques bleues, les carrés oranges et les losanges jaunes correspondent à trois solutions de viscosité $\eta = 23, 187$ et 996 mPa.s respectivement.

Les résultats de ces mesures sont tracés sur la Figure 3.14 et valident donc la dépendance $\delta \propto 1/H$ pour $H \in [0,5 : 5]$ mm.

3.4.c Comparaison entre les réponses de différents piliers

La relation 3.25 peut être réécrite comme suit

$$\delta = \kappa\sigma \quad \text{avec} \quad \kappa = K_0 \frac{L^5}{Ea^4} \quad \text{et} \quad \sigma = \eta\dot{\gamma} \quad (3.33)$$

La déflexion δ du pilier est proportionnelle à la contrainte σ qui lui est appliquée *via* le coefficient de proportionnalité κ qui correspond à l’équivalent d’une raideur, où K_0 est déterminé par l’expérience. L’expression de κ fait intervenir L à la puissance 5 et a à la puissance 4 et κ varie fortement avec L et a . Cette dépendance forte permet d’apprécier qu’une variation relative de l’ordre de 5% de L implique une variation de l’ordre de 25% de κ . Pour tester les variations de réponse de différents piliers, nous avons mesuré les déflexions de quatre piliers en fonction de la contrainte qui leur est appliquée, en utilisant les dix solutions de glycérol précédemment fabriquées (Fig. 3.12a), ainsi qu’une solution de glycérol concentrée à 55% ($\eta = 4$ mPa.s) et de l’eau pure ($\eta = \eta_0 = 1$ mPa.s). Nous avons fabriqué deux langues en PDMS-A (appelée A1 et A2). Nous avons sélectionné trois

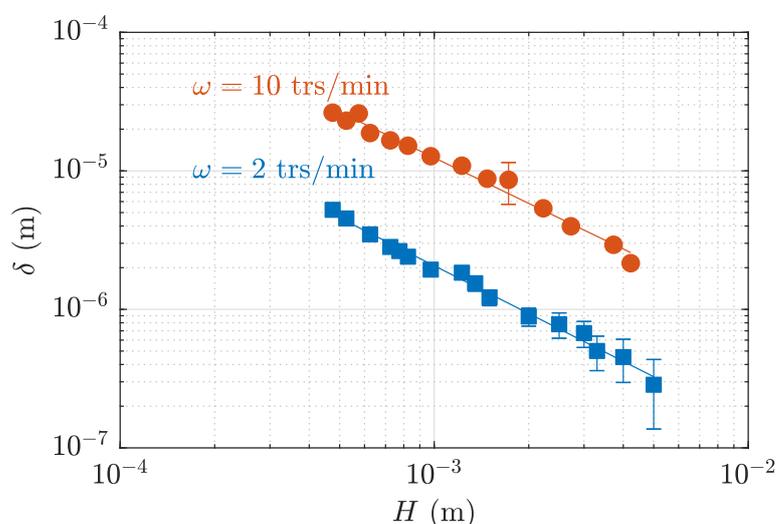


FIGURE 3.14 – Mesure du déplacement du sommet d’un pilier en régime stationnaire d’écoulement pour deux vitesses de rotation en fonction de la hauteur H entre la base du pilier et l’outil rotatif, dans une solution de glycérol concentrée à 96%. Les droites surperposées aux données sont des régressions des données avec une loi de puissance d’équation AH^α . la régression donne $A = 0,32 \pm 0,02$ et $\alpha = -1,15 \pm 0,06$ pour $\omega = 2$ rpm et $A = 1,10 \pm 0,03$ et $\alpha = -1,10 \pm 0,09$ pour $\omega = 10$ rpm.

piliers sur la langue A1 pour caractériser les différences de réponse entre piliers sur une même langue et un pilier sur la langue A2 pour quantifier leurs réponses entre langues différentes.

Chaque expérience est répétée trois fois avec la même pilier sans changer le liquide, puis trois fois en le remplaçant, soit un total de 9 répétitions par échantillon et par vitesse de rotation ω . La Figure 3.15 montre les résultats de toutes les expériences. Chaque point correspond à la moyenne des 9 expériences réalisées pour un ω et la barre d’erreur correspond à la déviation standard de δ sur ces 9 expériences. Pour vérifier la linéarité sur toute la gamme de viscosité, on ajuste chaque droite correspondant à une solution avec une loi de puissance d’exposant β . Comme montré dans l’encart en bas à droite de la Figure 3.15, l’exposant β est toujours proche de 1 quelque soit la valeur de la viscosité, ce qui apporte une nouvelle confirmation du modèle dérivé plus tôt (Partie 2 - page 41).

Le résultats des régressions donnent par ailleurs $\delta/\sigma \approx 1,1 \mu\text{m}/\text{Pa}$, ce qui nous permet de calculer la valeur approximative du facteur $K_0 \approx 0,35$. Cette valeur expérimentale est à peu près un ordre de grandeur au dessus de la valeur théorique, égale à $11/120$. Dans le suite de ce manuscrit, c’est

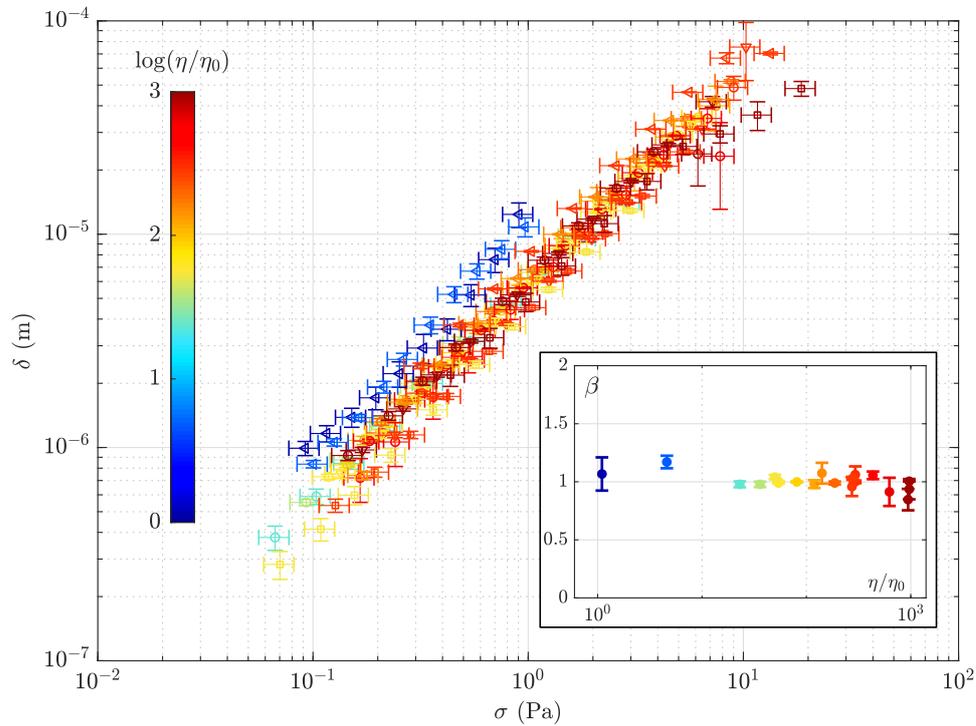


FIGURE 3.15 – δ en fonction de σ pour l'ensemble des mesures. Chaque symbole correspond à un pilier distinct. Toutes les données ont été ajustées avec une loi de puissance d'exposant β non montré sur ce graphe par soucis de clarté. Les résultats des régressions en loi de puissance sont tracés dans l'encart en fonction du rapport η/η_0 où $\eta_0 = 10^{-3}$ Pa.s est la viscosité de l'eau pure.

la valeur de 0,35 qui sera retenue pour les calculs.

3.4.d Limites de l'expérience

Nous allons ici aborder certaines limites rencontrées pendant nos expériences et expliquer comment nous proposons de les pallier. On remarque sur la Figure 3.15 que les deux courbes bleues, correspondant aux deux plus faibles viscosités, sont légèrement décalées vers le haut. Ces mesures correspondent au pilier sélectionné sur la langue A2. Pour celle-ci, la valeur de κ est donc légèrement plus élevée que pour la première et qui correspond au reste des mesures avec les trois autres piliers. Il est cependant peu probable que leur rayon respectif a varie beaucoup autour de $50 \mu\text{m}$, ce que nous avons vérifié en microscopie optique. Ces mesures de microscopie optique montre par ailleurs que les longueurs des piliers sont proches, à $\sim 10 \mu\text{m}$ près, soit une variation d'environ 2%. L'erreur relative sur L^5 est donc de l'ordre de 10%. L'erreur sur les dimensions

des piliers est donc majoritairement due à celle sur L . Cela s'explique notamment par la présence des particules fluorescentes au sommet du pilier, qui modifie légèrement sa taille, et ce de façon difficilement contrôlable. Enfin, les mesures du module d'Young montrent une plus grande variabilité entre les langues composées du même mélange de PDMS, de l'ordre de 20%, à laquelle se rajoute l'erreur sur le module élastique de chaque pilier, probablement lui aussi perturbé par la présence des particules fluorescentes en leur sommet. La somme de ces deux erreurs donne une erreur relative attendue sur κ de l'ordre de 30%. Cela signifie que pour obtenir des mesures fiables de viscosité d'un liquide avec cette expérience, il est nécessaire de calibrer chaque pilier en mesurant la valeur de κ en utilisant un fluide de viscosité connue. Des mesures de la Figure 3.15, on peut déduire que κ varie typiquement entre 1 et 10 $\mu\text{m}/\text{Pa}$ en ordre de grandeur. Il faut noter que la valeur exacte de κ sera différente pour les langues fabriquées avec le mélange PDMS-B, car le module d'Young est supérieur d'un facteur 2 ou 3.

Par ailleurs, nous avons considéré jusqu'ici que le nombre de Reynolds de nos expériences est suffisamment faible pour que l'écoulement reste laminaire à proximité de la papille. C'est en effet un des ingrédients nécessaires de notre modèle pour calculer la déflexion du pilier. Une des complications à laquelle nous avons été confronté a été de rester dans cette limite, en particulier pour les mesures avec l'eau distillée, de faible viscosité, et pour lesquelles de grandes valeurs de $\dot{\gamma}$ sont donc requises pour pouvoir obtenir une déflexion mesurable. La Figure 3.16a illustre les deux limites rencontrées lors des mesures, avec la carte des couples $[\eta, \dot{\gamma}]$ qui peuvent être atteints en respectant la condition $Re \ll 1$. La Figure 3.16b montre un exemple pour lequel le flux n'est plus laminaire au voisinage du pilier. En effet, au lieu de suivre une loi de puissance avec un exposant 1 comme pour la solution de glycérol une centaine de fois plus visqueuse, δ varie avec σ avec un exposant supérieur à 1.

On peut expliquer cette dépendance en considérant l'analogie suivante : la dépendance du coefficient de trainée d'une sphère en fonction de sa vitesse théorisé par Abraham [165] pour des nombres de Reynolds allant de 0 à 5000. L'idée principale de cette étude est de comprendre comment la force de trainée passe d'une dépendance en U à une dépendance en U^2 lorsque le nombre de Reynolds augmente.

Par analyse dimensionnelle, Abraham donne une forme de la force de trainée valable pour des nombres de Reynolds suffisamment élevés pour que la forme de l'écoulement soit quasi indépendant de la viscosité [166] :

$$F_t = \rho C_0 U^2 R^2 \quad (3.34)$$

où F_t est la force de trainée, C_0 est une constante, ρ la masse volumique du

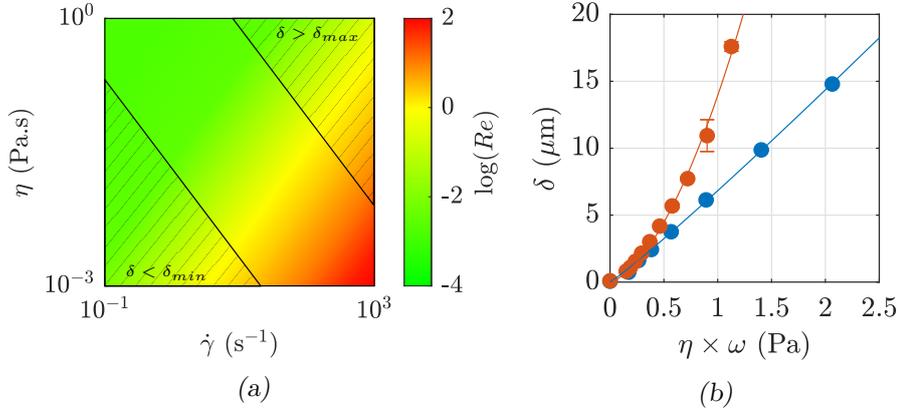


FIGURE 3.16 – Illustration de la limite de l’expérience pour les fluides de très faible viscosité. (a) Carte des nombres de Reynolds calculés selon l’équation 3.2 exploré lors d’une mesure en fonction du taux de cisaillement et de la viscosité du liquide. La zone hachurée $\delta < \delta_{min}$ correspond aux déflexions trop faibles - inférieures au bruit de mesure - pour être mesurées. La zone $\delta > \delta_{max}$ correspond aux déflexions trop élevées, c’est-à-dire lorsque le sommet du pilier sort du champ d’observation de la caméra. (b) Exemple de l’effet du nombre de Reynolds sur la déflexion d’un pilier. Les points bleus et rouges correspondent à deux mesures faites avec une solution de glycérol concentré à 90 % et de l’eau pure, de viscosité 141 mPa.s et 1 mPa.s respectivement. Les courbes bleu et rouge sont les ajustements avec l’équation $\alpha Re^2(1 + \sqrt{Re^c/Re})^2$ avec $\alpha = 2.10^{-4} \pm 1.10^{-4}$ et $Re^c = 36 \pm 6$ pour la solution de glycérol et $\alpha = 4 \pm 5$ et $Re^c = 16 \pm 9$ pour l’eau pure.

fluide, U la vitesse de la sphère relativement au fluide à une grande distance de la sphère et R son rayon. L’idée de l’auteur pour étendre ce résultat aux petits nombres de Reynolds est de considérer l’objet Σ constitué de l’union de la sphère et de sa couche limite, à l’intérieur de laquelle l’écoulement est laminaire, se déplaçant à la vitesse U relativement au liquide à l’infini. En appelant λ_{cl} l’épaisseur de la couche limite, la force de trainée exercée sur Σ s’écrit simplement

$$F_t = \rho C_0 U^2 R^2 \left(1 + \frac{\lambda_{cl}}{R}\right)^2 \quad (3.35)$$

et le coefficient de trainée associé est donc proportionnel à $\left(1 + \frac{\lambda_{cl}}{R}\right)^2$. La théorie développée par Tomotika [167] permet d’obtenir la taille de la couche limite proportionnellement au rayon de la sphère, et donné par

$$\frac{\lambda_{cl}}{R} = \sqrt{\frac{Re^c}{Re}} \quad (3.36)$$

où Re^c est une constante. La force de trainée varie donc comme

$$F_t = \rho C_0 R^2 U^2 \left(1 + \sqrt{\frac{Re^c}{Re}} \right)^2 \quad (3.37)$$

Comme $Re \propto U$, on retrouve avec cette relation les deux limites attendues à bas et hauts nombres de Reynolds, à savoir :

$$F_t \propto \begin{cases} U & \text{pour } Re \ll Re^c \\ U^2 & \text{pour } Re \gg Re^c \end{cases} \quad (3.38)$$

Pour tester l'adéquation de ce modèle avec notre système, nous avons ajusté l'équation 3.37 sur les données de la Figure 3.16b. Même si les régressions comportent une grande erreur probablement dues aux différences géométriques entre les deux systèmes considérés (cylindre vs. sphère), l'ajustement nous permet d'évaluer le nombre de Reynolds critique Re^c qui sépare les deux régimes. L'ordre de grandeur de Re^c , est autour de 10. C'est la valeur en dessous de laquelle il faut se placer pour éviter de sortir du modèle théorique décrit en première partie de ce chapitre.

4 Conclusion

Nous avons développé dans ce chapitre les outils théoriques permettant de décrire le comportement des papilles en bouche lorsque les mouvements de la langue force l'écoulement d'un liquide en bouche. Nous avons construit une expérience modèle pour en valider les prédictions, puis avons vu ses limites. Dans le prochain chapitre, nous allons chercher à étendre cette approche théorique pour décrire la déflexion de piliers en présence de liquides complexes en utilisant le montage expérimental tout juste décrit.

Chapitre 4

Fluides complexes

Sommaire

1	Liquides homogènes non-newtoniens	67
2	Liquides hétérogènes	71

Alors que jusqu'ici les liquides testés avec la langue artificielle se limitaient à des liquides newtoniens sur une large gamme de viscosité, nous avons voulu nous rapprocher des matrices alimentaires réelles. Dans ce Chapitre, nous allons voir de quelle façon le modèle élasto-hydrodynamique détaillé dans le Chapitre 3 peut s'étendre pour certains fluides non-newtoniens homogènes.

La perception des émulsions, comme le café au lait, est un problème que nous allons aborder dans une deuxième partie. Nous verrons d'abord comment modéliser une émulsion expérimentalement puis, dans ce cadre, nous montrerons que les papilles se comportent comme des compteurs de particules individuelles. Pour cela nous nous sommes basés sur les calculs issus d'un rapport interne à Nestlé [168].

1 Liquides homogènes non-newtoniens

1.1 Introduction

Le comportement rhéologique des produits alimentaires est rarement newtonien, que ce soit dans le cas du yaourt [98], de la purée de fruit [169], de la crème glacée [170] ou même de la mousse du cappuccino [171]. Les expériences de Shama et Sherman [26, 124] que nous avons décrites au Chapitre 2 suggèrent fortement que le mode opératoire que l'Homme adopte pour sonder la texture d'un aliment en bouche varie selon qu'il est liquide ou visqueux. Pour les aliments liquides, l'Homme applique une contrainte minimale et adapte le taux de déformation en bouche, mais pour les aliments visqueux, le taux de déformation est gardé constant et c'est la contrainte qui est adaptée. Dans le cas d'un fluide newtonien, nous avons montré dans le Chapitre 3 que la perception de la viscosité pourrait être directement liée à

la déflexion des papilles filiformes dans un écoulement de cisaillement simple issu des mouvements de la langue relativement au palais. Nous allons voir dans cette première Partie comment est modifiée l'entrée mécanique au niveau des papilles pour un fluide rhéo-fluidifiant. Nous avons fabriqué pour cela un modèle de produit laitier à base de lait et de gomme xanthane.

1.2 Fabrication du produit laitier modèle

Le protocole de fabrication est tiré de Alghooneh *et al.* [125]. Du lait demi-écrémé commercial est mélangé avec 0,5% de gomme xanthane (Sigma-Aldrich). Le mélange est placé sous agitation pendant 24 h à température ambiante pour permettre l'hydratation complète de la gomme xanthane. Pour éviter tout développement bactérien, une pointe de spatule d'azide de sodium (NaN_3 , Sigma Aldrich) est ajoutée à la solution. Le résultat de cette fabrication est un produit visuellement *épais* et opaque à la lumière visible.

Ce dernier point nous permet de souligner un avantage du dispositif : sa capacité à mesurer la déflexion d'un pilier même si l'échantillon testé est visuellement opaque. En effet, comme nous imageons par le dessous de la langue, et que celle-ci est transparente, la fluorescence émise par les particules au sommet du pilier peut atteindre le capteur de la caméra. Cet aspect est intéressant pour de potentielles applications industrielles car la plupart des aliments sont opaques.

1.3 Caractérisation rhéologique

Le comportement rhéologique de la solution est caractérisé avec le rhéomètre utilisé en géométrie plan-plan (Fig. 4.1a). Une petite quantité de produit est placé sur le module Peltier du rhéomètre dont la température est fixée à 25°C. L'outil rotatif du rhéomètre est descendu à 1 mm au-dessus du support et une rampe incrémentale de vitesse de rotation est imposé. On obtient une courbe donnant le couple imposé en fonction de la vitesse de rotation (Fig. 4.1b).

On observe que le couple M varie avec ω selon une loi de puissance $\alpha\omega^\beta$. Lorsque l'on ajuste une telle loi sur les mesures, on obtient $\alpha = 72,1 \pm 8,3$ USI et $\beta = 0,34 \pm 0,03$. Pour caractériser notre produit, nous considérons que sa viscosité suit la loi de puissance suivante [172] :

$$\eta = k\dot{\gamma}^{n-1} \quad (4.1)$$

Pour connaître les valeurs de k et n , il faut d'abord trouver le lien entre M , ω et η . Le couple mesuré dans la géométrie présentée sur la Figure 4.1a est

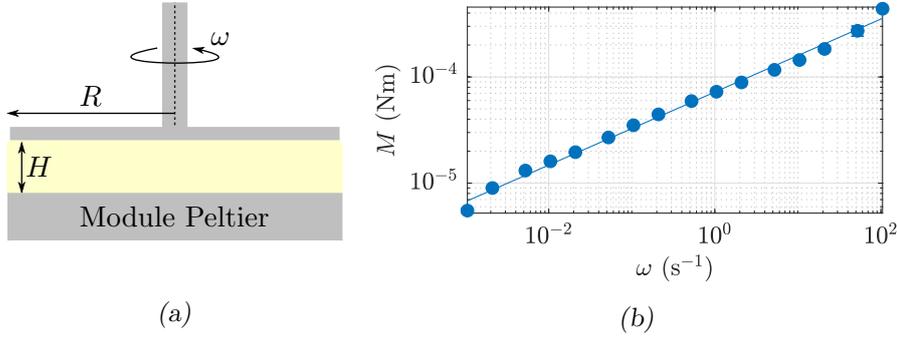


FIGURE 4.1 – (a) Schéma du dispositif utilisé pour caractériser la rhéologie du produit laitier modèle. L’outil rotatif de rayon $R = 20$ mm est positionné à une hauteur $H = 1$ mm au dessus du module Peltier et tourne à la vitesse ω variant entre 10^{-3} et 10^2 rad/s. (b) Résultat de la mesure du couple M en fonction de ω . Les disques représentent les mesures et la droite est le résultat de la régression par une loi de puissance $\alpha\omega^\beta$ où $\alpha = 72,1 \pm 8,3$ USI et $\beta = 0,34 \pm 0,03$.

donné par

$$M = 2\pi \int_0^R r^2 \sigma(r) dr \quad (4.2)$$

où $\sigma(r) = \eta\dot{\gamma}$ est la contrainte de cisaillement à la distance radiale r du centre de rotation et $\dot{\gamma}(r) = \omega r/H$ est le taux de cisaillement appliqué au fluide à la même distance r . On a donc

$$M = 2k\pi \left(\frac{\omega}{H}\right)^n \int_0^R r^{n+2} dr \quad (4.3)$$

$$= 2k\pi \left(\frac{\omega}{H}\right)^n \frac{R^{n+3}}{n+3} \quad (4.4)$$

Ce qui donne, en prenant le logarithmique

$$\log(M) = n \log(\omega) + \log\left(\frac{2k\pi R^{n+3}}{H^n(n+3)}\right) \quad (4.5)$$

La pente de la régression linéaire de $\log M$ par $\log \omega$ donne donc la valeur de $n = 0,34 \pm 0,03$ et l’ordonnée à l’origine permet de calculer $k = 24 \pm 1$ USI, ce qui est cohérent avec les mesures de Zatz et Knapp [173] (Fig. 4.2b).

1.4 Mesure avec langue

Le produit laitier modèle a été caractérisé en utilisant le dispositif décrit dans le Chapitre 3, avec une langue fabriquée en PDMS-B, de module d’Young $E \approx 2,2$ MPa. De la même façon que pour un fluide simple, un pilier est choisi pour la qualité de sa fluorescence. Ses positions verticale et

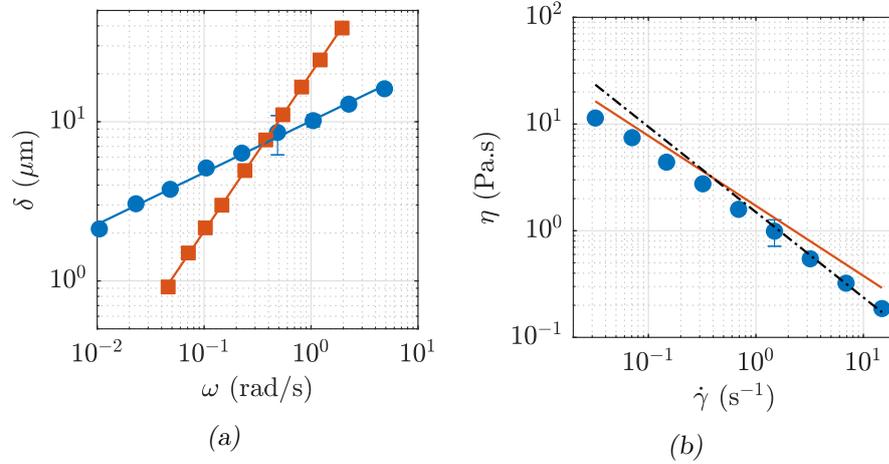


FIGURE 4.2 – (a) Comparaison des mesures de δ en fonction de ω pour du glycérol et le modèle de produit laitier, représentés par les carrés rouges et les disques bleus respectivement. Les droites sont les résultats d’ajustement d’une loi de puissance $\alpha\omega^\beta$ avec $\alpha = 20,2 \pm 0,4 \mu\text{m}\cdot\text{s}/\text{rad}$ et $\beta = 0,99 \pm 0,01$ pour le glycérol contre $\alpha = 10,1 \pm 0,5 \mu\text{m}\cdot\text{s}/\text{rad}$ et $\beta = 0,32 \pm 0,02$ pour le produit modèle. (b) Comparaison de la mesure de η en fonction de $\dot{\gamma}$ pour le produit laitier modèle déduit des mesures avec la langue et le rhéomètre, représentés par les disques bleus et la courbe rouge respectivement. La droite noire est le résultat de la mesure effectuée par Zatz et Knapp [173] sur une solution aqueuse de gomme xanthane à 0,5% massique.

radiale sont déterminées en utilisant les méthodes précédemment décrites. Le produit laitier modèle est ensuite versé sur la langue et l’outil rotatif est amené en position à 1 mm au dessus de la base de la langue. Une rampe de 10 étapes de vitesse de rotation est imposée et la déflexion du pilier est mesurée. La Figure 4.2a montre le résultat de cette mesure, comparé à la dépendance de δ avec ω pour une solution de glycérol pur. Clairement, $\delta(\omega)$ pour le produit laitier dévie fortement de la loi linéaire mesurée pour le glycérol pur, avec une dépendance en loi de puissance d’exposant inférieur à 1. Cette dépendance s’explique simplement si l’on combine l’équation 4.1 avec la relation $\delta = \kappa\eta\dot{\gamma}$, ce qui donne

$$\delta = \kappa^*\dot{\gamma}^n \quad \text{avec} \quad \kappa^* = \kappa k \quad (4.6)$$

et donc naturellement

$$\delta \propto \omega^n \quad (4.7)$$

Lorsque l’on ajuste les données de la Figure 4.2a pour le modèle de produit laitier avec une loi du type $\alpha\delta^\beta$, on retrouve $\beta = 0,32 \pm 0,02$, en accord avec nos mesures macroscopiques (Fig. 4.2b). Ceci conforte l’utilisation de l’équation 4.6 pour décrire la déflexion de la papille dans un liquide

non-newtonien.

Pour comparer nos résultats avec la littérature, on utilise la mesure faite avec du glycérol - dont on connaît la viscosité - pour calibrer le pilier et obtenir $\kappa = 5,8 \mu\text{m}/\text{Pa}$ par régression. On peut alors déduire la viscosité mesurée avec le pilier en fonction de $\dot{\gamma}$. Le résultat de ce calcul est tracé à la Figure 4.2b avec le résultat de la mesure présenté à la Partie 1.3, ainsi que celui d'une mesure effectuée par Zatz et Knapp [173] ($n \simeq 0,29$) sur une solution aqueuse de gomme xanthane identique. L'accord de nos mesures avec leurs résultats est bon et la mesure de la viscosité faite à partir du pilier est valide.

1.5 Conclusion sur les fluides rhéofluidifiants

Les mesures que nous venons de présenter montrent que le modèle élasto-hydrodynamique reste valide pour un fluide rhéofluidifiant suivant une loi de puissance. D'un point de vue alimentaire, cela signifie que sur une même gamme de taux de déformation imposée en bouche, un fluide rhéofluidifiant générera une contrainte plus faible qu'un fluide newtonien. En d'autres termes, la perception de texture des fluides rhéofluidifiants semble moins dépendante des conditions de manipulation en bouche. L'entrée tactile est donc plus robuste aux conditions de dégustation. Cette caractéristique fait écho aux mécanismes du toucher dans d'autres contextes. Par exemple, dans la perception digitale humaine, il a été montré que la robustesse de la perception aux variations des propriétés de friction de l'interface peau/objet par exemple, donne à la main la capacité de maintenir une prise stable à tout moment [174]. On retrouve un autre exemple chez le rat dont la vibration des moustaches permet de remonter à une information robuste aux conditions d'exploration [175].

2 Liquides hétérogènes

La perception des émulsions est un problème classique en agro-alimentaire. En effet, beaucoup d'aliments sont constitués d'au moins deux phases non-miscibles, comme l'huile et l'eau, dont le résultat est semblable à une émulsion, comme le café au lait, ou plus complexe encore, comme la mayonnaise. En considérant les émulsions, nous allons voir dans cette Partie comment nous allons pouvoir les modéliser par des suspensions non-browniennes, puis nous verrons comment l'entrée mécanique est modifiée par rapport à une phase homogène.

2.1 Considérations physiques générales

Une émulsion est le mélange hétérogène de deux phases non-miscibles sous la forme de gouttelettes d'une phase dans l'autre. L'émulsion typique que l'on souhaite modéliser est le café au lait, qui est une émulsion de matière grasse dans de l'eau. La taille typique d'une gouttelette de matière grasse dans du lait varie entre 0,2 et 30 μm [176, 177]. On s'attend à ce que l'ordre de grandeur de ces tailles reste qualitativement vrai dans le café au lait. La fraction volumique des émulsions que nous considérons est noté ϕ et est typiquement inférieure à 10%. Avant de modéliser ces émulsions, trois aspects doivent être explorés. D'une part, est-ce que ces émulsions sont browniennes, ou peut-on négliger l'effet de la chaleur sur l'agitation des gouttelettes? D'autre part, est-ce que la présence des gouttelettes modifient le comportement rhéologique macroscopique de l'émulsion? Enfin, est-ce que les gouttelettes se déforment significativement dans un écoulement de cisaillement typique en bouche?

2.1.a Mouvement Brownien

La première question qui se pose est de savoir si l'on peut négliger l'agitation thermique des gouttelettes dans l'émulsion. En d'autres termes l'émulsion est elle brownienne? Pour le savoir, on calcule le nombre de Péclet. Ce nombre compare l'importance relative de l'agitation thermique avec la dissipation visqueuse due au mouvement d'une particule dans le fluide et est donné par

$$Pe = \frac{6\pi\eta\dot{\gamma}R_0^3}{k_B T} \quad (4.8)$$

où η est la viscosité du fluide, $\dot{\gamma}$ le taux de cisaillement associé à l'écoulement, R_0 la taille des gouttelettes de l'émulsion, k_B la constante de Boltzmann et T la température absolue [178]. À température ambiante, nous avons $k_B T \approx 4.10^{-21}$ J. En considérant une viscosité de l'ordre de 100 mPa.s, et en reprenant le taux de cisaillement $\dot{\gamma} = 100 \text{ s}^{-1}$ calculé au Chapitre 3, on trouve $Pe \approx 10^4 (R/R_0)^3$ où $R_0 = 1 \mu\text{m}$. Ainsi, même pour les plus petites gouttelettes, c'est-à-dire avec $R/R_0 = 0,2$, on a $Pe \sim 10^2 \gg 1$ et l'influence des fluctuations thermiques peut légitimement être négligée. On dit que l'émulsion considérée est non-brownienne.

2.1.b Effets élastiques et capillaires

Les émulsions que nous considérons ont une fraction volumique inférieure ou égale à 10%. Étant loin de la concentration de *jamming* à laquelle les interactions entre gouttelettes sont telles que la viscosité macroscopique de

l'émulsion diverge, on supposera que l'émulsion se comporte macroscopiquement comme un fluide newtonien.

Par ailleurs, pour connaître la déformation des gouttelettes due à l'écoulement, on calcule le nombre capillaire Ca qui compare les forces visqueuses et capillaires, donné par

$$Ca = \frac{\eta u}{\gamma} \quad (4.9)$$

où $u \sim \dot{\gamma}R$ est la vitesse du fluide à proximité d'une gouttelette et γ la tension de surface de la phase interne de la gouttelette. Dans le cas d'une goutte d'huile dans de l'eau, $\gamma \sim 10$ mPa.m et $u \sim 3$ mm/s pour les plus grandes gouttes, ce qui donne $Ca \sim 0,3$. À part pour les plus grandes gouttes, on a bien $Ca \ll 1$ et on considérera pour la suite que les gouttes sont indéformables dans les écoulements en bouche, tant que la langue ne rentre pas en contact avec le palais.

2.1.c Viscosité macroscopique

Pour connaître la modification de viscosité d'une émulsion en fonction de sa fraction volumique, on utilise le résultat établi par Einstein [121]. Il a montré que la présence de sphères dures d'une phase dans une autre provoque une augmentation de la viscosité selon l'équation 4.10

$$\frac{\eta}{\eta_0} = 1 + \frac{5}{2}\phi \quad \text{où} \quad \phi \ll 1 \quad (4.10)$$

Dans la limite des émulsions faiblement concentrées ($\phi \leq 10$ %), la viscosité augmente donc linéairement avec la fraction volumique. Ceci signifie que la mesure de viscosité pourrait être une façon de discriminer les émulsions.

2.2 Perception des particules et des émulsions

Dans le cadre des émulsions et des suspensions, on regroupe sous le terme d'hétérogénéité les gouttelettes de la phase dispersée dans le cas des émulsions et les particules dans le cas des suspensions. La perception des hétérogénéités dans les aliments varie avec divers paramètres tels que leur taille [89, 179], leur fraction volumique [180, 181], leur rugosité et leur forme [182, 183] ou encore la viscosité de la phase continue [89]. D'une façon générale, les études montrent que la perception des particules est corrélée à la perception de *sableux* et de *rugueux*, et inversement corrélé aux sensations associées à la matière grasse, comme le *crémeux*, l'*onctueux* ou encore le *lisse* [184]. Elles montrent aussi que les hétérogénéités sont d'autant plus facilement perçues qu'elles sont grandes, nombreuses, rugueuses et rigides. L'effet de la rigidité et de la rugosité semble particulièrement fort. Par

exemple, alors que Cayot *et al.* [88] montrent que lorsque des particules de plus de 150 μm sont présentes dans des yaourts, la sensation de *rugueux* augmente, Flett *et al.* [183] montrent que la présence de particules de diamètre compris entre 6 et 300 μm augmente l'*onctueux* de boissons lactières sans modifier la perception du *rugueux*, suggérant que les particules n'ont pas été directement perçues. D'un autre côté, Vaisey-Genser *et al.* [179] montre que dès que la taille moyenne des cristaux dans la margarine dépasse 20 μm , ils sont significativement perçus.

Pour comprendre l'origine de la perception des hétérogénéités, il faut réfléchir à comment elles modifient l'entrée mécanique au niveau des papilles en bouche. Nous avons vu que lorsque la fraction volumique de la phase dispersée augmente, la viscosité macroscopique augmente. En effet, des mesures sensorielles du seuil de discrimination [185] ont montré que pour un produit d'une viscosité d'environ 20 mPa.s, il faut une différence d'au moins 5 mPa.s entre deux solutions pour que cette différence soit détectée, soit environ 25% d'écart. Par ailleurs, Le Calvé *et al.* [186] mesurent le seuil de discrimination du taux de matière grasse dans des sauces peu visqueuses (~ 10 mPa.s) contenant environ 15%, et montrent que la quantité de matière grasse peut être divisée par deux avant que les panélistes détectent un changement. Il est possible que la difficulté à différencier les échantillons proviennent des faibles différences de viscosité. Cependant, lorsque le taux de matière grasse est plus faible, comme dans le café au lait, l'Homme semble devenir beaucoup plus sensible aux variations de fraction volumique et de taille. Dans ce cas là, les variations de viscosité sont si faibles que le système langue-palais doit avoir un autre moyen de détecter les gouttelettes de matière grasse. Nous allons voir dans cette Partie, en assimilant le café au lait à une suspension, comment l'entrée mécanique au niveau des papilles peut être modifiée par la présence des gouttelettes. Motivé par les considérations physiques générales des émulsions en bouche présentée précédemment, celles-ci seront modélisées par des grosses particules indéformables.

2.3 Physique des interactions piliers-particules

Bien que l'interaction entre des tapis de piliers et des flux de particules se retrouvent dans de nombreux contextes en Biologie, elle demeure à ce jour peu étudiée dans la littérature [143]. Beaucoup d'organismes possèdent des assemblées de cils (organelles allongées qui peuvent être passives ou actives) utilisées par exemple pour détecter, manipuler et ingérer des nutriments [187], ou pour expulser des débris indésirables [188, 189]. La capture de particules comme des bactéries par des micro-organismes repose sur l'adhésion cils/particules. Des mesures combinées à des modèles hydrodynamiques [190] ont évalué l'efficacité du piégeage en fonction de la taille des particules et de leur concentration.

Des systèmes biomimétiques ont été développés pour mimer cette capacité de nettoyage et d'expulsion des cils biologiques. Par exemple, Zhang *et al.* [191] ont mis au point des tapis de cils magnétiques activables par un champ magnétique extérieur tournant et parviennent ainsi à expulser des microparticules sphériques de la surface ciliée. Dans un registre plus physique Mikulich *et al.* [192] ont cisailé une pâte granulaire dans une géométrie de Couette plan dont la surface inférieure est décorée de piliers flexibles, de diamètre très faible devant celui des particules. Les trajectoires des particules sont mesurées et sont intermittentes dans le temps. Le cisaillement de la pâte conduit à des ruptures occasionnelles des piliers. Le mécanisme de rupture a été simulé numériquement. Dans le cas où les interactions particules/piliers ne sont pas adhésives, il n'existe pas à notre connaissance d'études systématiques et celles-ci sont donc nécessaires pour décrire le comportement des papilles lors de la dégustation d'émulsions ou de suspensions.

2.4 Matériels et méthodes

Nous avons vu que les gouttelettes présentes dans les émulsions alimentaires peuvent être assimilées à des sphères rigides tant que la langue ne rentre pas en contact avec le palais. Nous avons donc choisi de modéliser ces émulsions par des suspensions granulaires de billes mono-disperses non-colloïdales.

2.4.a Dispositif expérimental

Le montage expérimental décrit au Chapitre 2 n'a pas été modifié pour cette Partie, à l'exception de la caméra, remplacée par un modèle différent (Blackfly S, résolution maximale 2448x2048 pixels, 12 bits, FLIR), qui, combinée avec le même objectif $\times 5$ donne une résolution finale de $0,7 \mu\text{m}/\text{pixel}$.

2.4.b Fabrication des suspensions

Les suspensions que nous avons fabriquées sont constituées de billes de PolyStyrène - PS - dispersées dans une solution de PolyÉthylène Glycol - PEG (12 kg/mol, Sigma-Aldrich). Les billes utilisées (TS-40, TS-80, TS-140, $d = 1,05$, Dynoseeds, Microbeads) ont une densité $d = 1,05 \text{ g/cm}^3$. Pour que les billes ne sédimentent pas et faciliter ainsi la préparation des suspensions et leur utilisation, on utilise une solution de PEG concentrée à 30% en masse dont la densité est équivalente [193]. La solution mère de PEG à 30% en masse est fabriquée en mélangeant avec un agitateur magnétique le polymère dans de l'eau distillée pendant 1 h. Trois types de billes de $40 \mu\text{m}$, $80 \mu\text{m}$ et $140 \mu\text{m}$ de diamètres moyens ont été utilisées. Leurs distributions de tailles ont été déterminées avec un granulomètre (Mastersizer 2000, Malvern) en dispersant $\sim 1\%$ de particules dans de l'eau distillée (Fig. 4.3). Le principe de la mesure est d'utiliser la diffraction de la lumière pour remonter

à la taille des objets présents dans une suspension.

À partir de la solution mère de PEG, les suspensions sont fabriquées en dispersant progressivement une masse donnée de billes dans le liquide mis en rotation avec un agitateur magnétique. Une fois la totalité des billes dispersées, l'agitation est maintenue quelques minutes pour assurer une bonne homogénéité de l'ensemble. La suspension est observée au microscope pour vérifier que les billes ne sont pas agrégées. On appelle ϕ la fraction volumique des suspensions et R_0 le rayon des particules.

2.4.c Caractérisation rhéologique des suspensions

La caractérisation rhéologique de chaque solution est faite avec le rhéomètre en configuration plan-plan, avec un entrefer de 1 mm, en mesurant la contrainte σ pendant une rampe de taux de cisaillement $\dot{\gamma}$ comprise entre 1 et 100 s⁻¹. Pour faciliter la comparaison avec les mesures de déflexion des piliers, ces données rhéomètre sont réalisées à 100 Hz. Un exemple de mesure $\sigma(\dot{\gamma})$ est tracé sur la Figure 4.4 pour 3 fractions volumiques différentes, respectivement 0%, 1% et 2%. La rhéologie de la phase continue que nous utilisons est en bonne approximation newtonienne, car σ est proportionnelle à $\dot{\gamma}$. La viscosité est alors obtenue en ajustant les données $\sigma(\dot{\gamma})$ avec une loi linéaire. De manière générale, la viscosité des suspensions varie entre 100 et 150 mPa.s en fonction de la

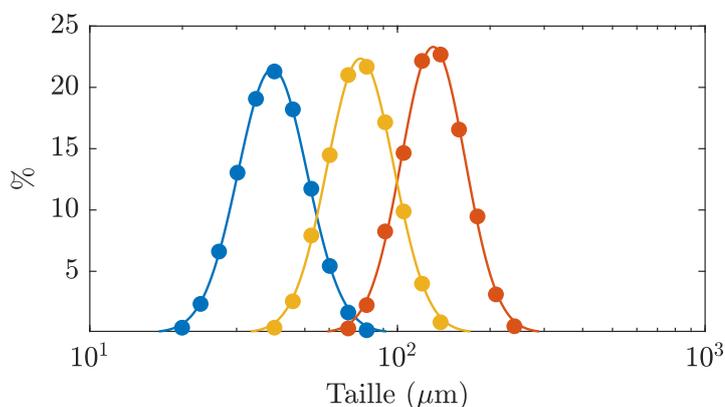


FIGURE 4.3 – Distribution des tailles des particules de polystyrène. Les disques bleus, jaunes et rouges représentent les mesures faites sur les particules de 40 μm , 80 μm et 140 μm de diamètre moyen respectivement et les courbes continues sont les résultats d'ajustement par une loi log-normale. Les résultats des ajustements permettent de retrouver des valeurs de taille compatibles à celles annoncées par le fournisseur, à savoir 39 ± 5 , 76 ± 9 et 131 ± 15 μm pour les particules de 40 μm , 80 μm et 140 μm de diamètre moyen respectivement.

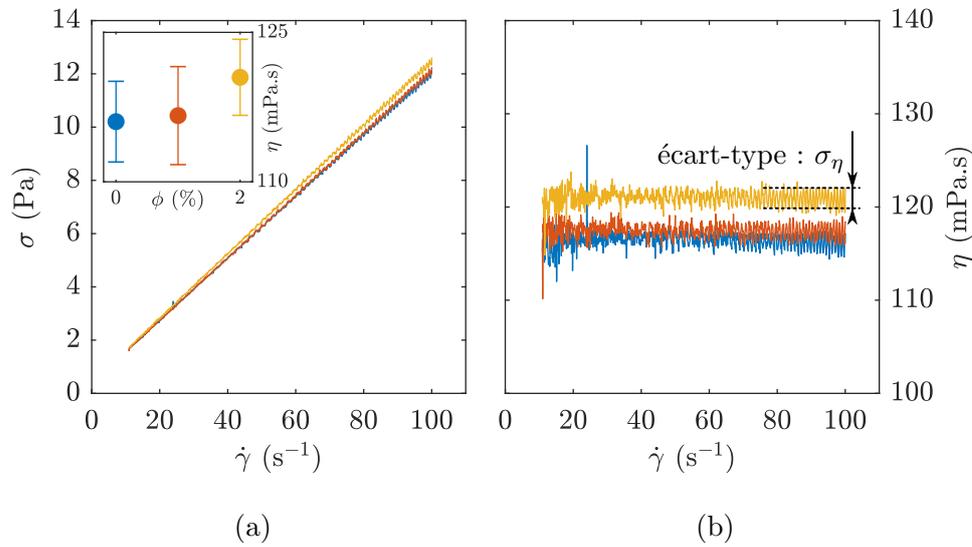


FIGURE 4.4 – Mesures de la contrainte de cisaillement σ et de la viscosité η en fonction de $\dot{\gamma}$ en géométrie plan-plan pour trois suspensions de billes de $80 \mu\text{m}$ de diamètre moyen. Les courbes bleue, rouge et jaune correspondent à des fractions volumiques de 0%, 1% et 2% respectivement. (a) Contrainte σ en fonction du taux de cisaillement $\dot{\gamma}$. Les données sont ajustées par une loi linéaire d'équation $\sigma = \eta \dot{\gamma}$. Les résultats des ajustements, non tracés par souci de clarté, donnent $\eta = 116,1 \pm 0,9$, $117,5 \pm 0,8$ et $121,0 \pm 0,8$ mPa.s pour les fractions volumiques égales à 0%, 1% et 2% respectivement. Dans l'encart : Viscosité η en fonction de la fraction volumique de bille ϕ . Les disques représentent les mesures de viscosité et les barres d'erreur sont le résultat du calcul de l'écart-type sur trois mesures. (b) Viscosité $\eta = \sigma/\dot{\gamma}$ en fonction du taux de cisaillement $\dot{\gamma}$.

fraction volumique de particule. Les erreurs données sur les mesures de viscosité dans l'encart de la Figure 4.4a sont calculées en répétant les mesures trois fois. On remarque que les erreurs entre les mesures sont bien plus élevées que les erreurs au sein d'une même mesure, ce qui est vraisemblablement dû aux variations de préparation des échantillons. On remarque par ailleurs sur cet encart que la viscosité n'augmente pas significativement entre 0 et 2%, puisque leurs barres d'erreur se chevauchent.

2.4.d Mesures avec langue artificielle

Chaque expérience consiste en une mesure de δ sur une période de 100 s en imposant une vitesse de rotation constante, de façon à se placer dans le cas $\dot{\gamma} \sim 10 \text{ s}^{-1}$. Pour ces mesures, la hauteur entre la base des piliers et la face inférieure de l'outil rotatif est fixée à $H = 1 \text{ mm}$.

Nous avons fait les mesures pour des suspensions de fractions volumiques variant entre 0 et 2% et la Figure 4.5 montre le résultat typique de mesures faites avec trois suspensions de fractions volumiques égales à 0%, 0,5% et 2%.

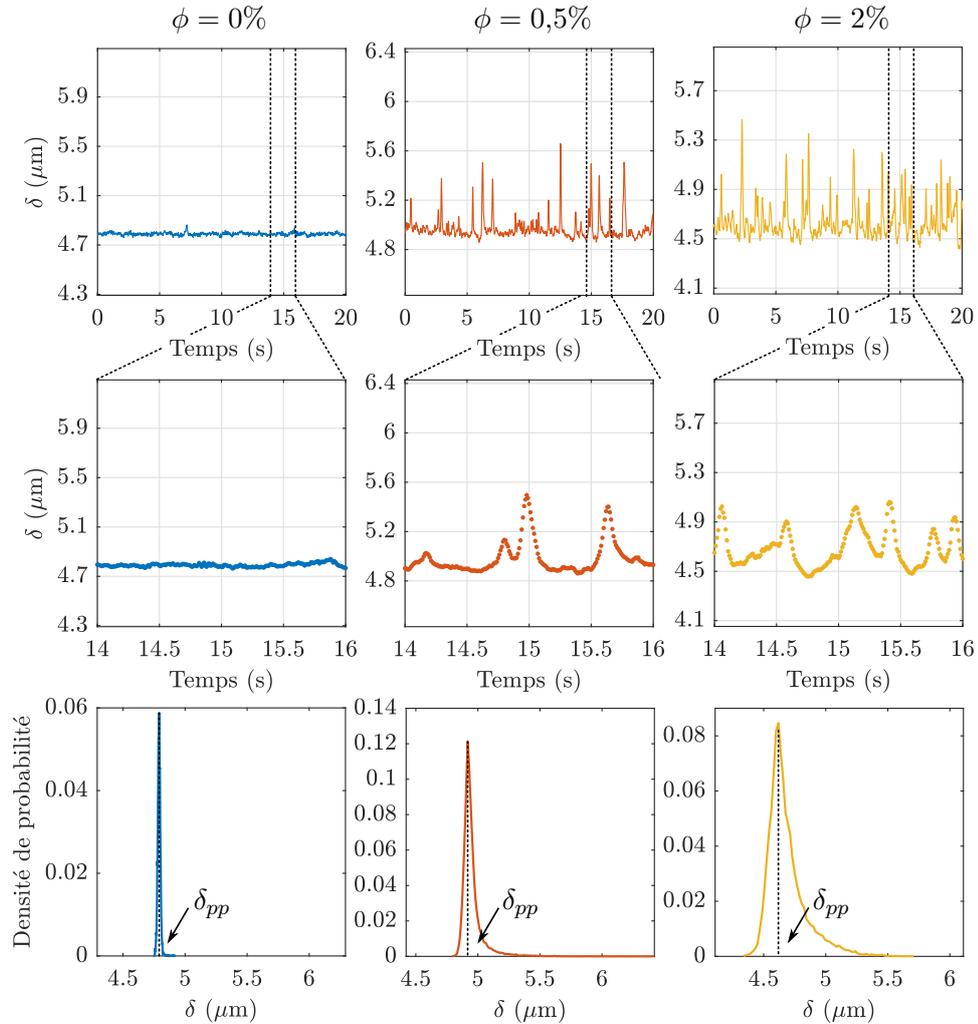


FIGURE 4.5 – Mesure de δ en fonction du temps pour une suspension de particules de $80 \mu\text{m}$ de diamètre moyen. Les courbes bleu, rouge et jaune correspondent à $\phi = 0\%$, $0,5\%$ et 2% respectivement. La rangée du haut montre les signaux en fonction du temps. La rangée du milieu montre un agrandissement de ces courbes ± 1 s autour du temps $t = 15$ s. La rangée du bas montre la densité de probabilité des δ .

On observe que la présence de particules dans les solutions provoque l'apparition de pics sur le signal δ (Fig. 4.5). On remarque par ailleurs que le nombre de ces pics par unité de temps augmente avec ϕ et que l'amplitude de

ces pics augmente lorsque R_0 augmente (non montré ici). Pour caractériser le signal, nous allons d'abord considérer sa moyenne, puis nous verrons en quoi les fluctuations de la déflexion permettent d'obtenir plus d'informations. On définit δ_{pp} comme étant la valeur la plus probable de δ , cette valeur est proche de sa ligne de base (Figure 4.5, lignes pointillées de la rangée du bas).

2.5 Déflexion d'un pilier dans un écoulement hétérogène

2.5.a Moyenne de δ

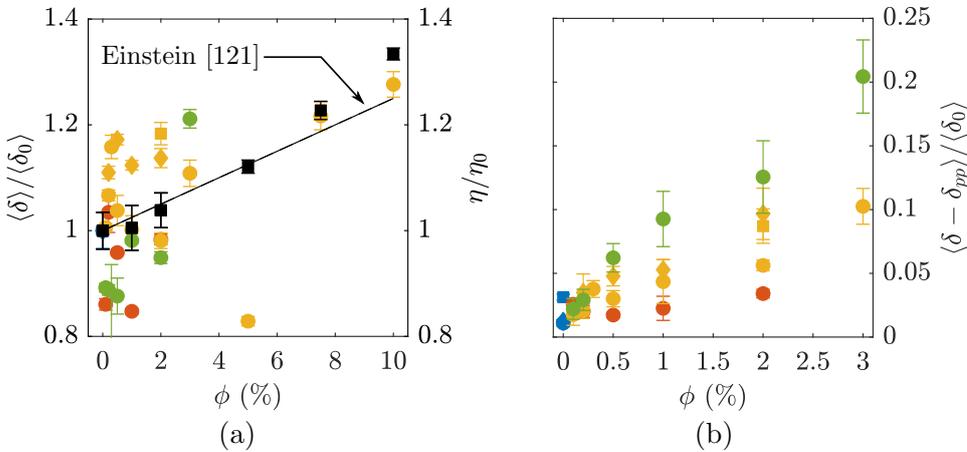


FIGURE 4.6 – (a) Rapport $\langle \delta \rangle / \langle \delta_0 \rangle$ où $\langle \delta_0 \rangle$ est la valeur moyenne de δ pour $\phi = 0\%$ (axe de gauche) et rapport η / η_0 (axe de droite) en fonction de la fraction volumique de particules. Les carrés noirs représentent les mesures de η / η_0 faites avec le rhéomètre en géométrie plan-plan en fonction de ϕ où η_0 est la valeur de η pour $\phi = 0\%$. La droite noire correspond à l'équation 4.10. (b) Rapport $\langle \delta - \delta_{pp} \rangle / \langle \delta_0 \rangle$ où δ_{pp} est la valeur la plus probable de δ , c'est-à-dire la valeur de la ligne de base. Chaque symbole rouge, jaunes et vert représente une mesure faite avec les suspensions contenant des particules de 40 μm , 80 μm et 140 μm de diamètre moyen respectivement.

La moyenne normalisée $\langle \delta \rangle / \langle \delta_0 \rangle$ où $\langle \delta_0 \rangle$ est la moyenne d'ensemble¹ de δ pour $\phi = 0\%$ est montrée sur la Figure 4.6a pour des fractions volumiques croissantes. $\langle \delta \rangle / \langle \delta_0 \rangle$ n'évolue pas de manière significative et la dispersion des mesures est grande entre $\phi = 0$ et 2%. De la même manière, la valeur de η / η_0 du rhéomètre n'augmente pas significativement entre $\phi = 0$ et 2%, comme représenté dans l'encart de la Figure 4.4a. Lorsque ϕ est supérieure à 2%, la valeur de $\langle \delta \rangle / \langle \delta_0 \rangle$ augmente légèrement et semble suivre l'équation établie par Einstein [121] (équation 4.10), comme le fait aussi la viscosité mesurée avec le rhéomètre. Dans les deux cas, à basse fraction volumique

1. Moyenne sur le temps et les différentes répétitions de l'expérience

($\phi \leq 2\%$), ni le rhéomètre, ni le système biomimétique langue-palais ne semblent capables de discriminer des suspensions en fonction de leur viscosité moyenne, et semblent donc tout aussi aveugles.

Nous avons cherché à comprendre l'origine de la dispersion des mesures faites avec le pilier et observées pour $\phi \leq 2\%$. Pour cela, nous avons tracé la moyenne réduite normalisée $\langle \delta - \delta_{pp} \rangle / \langle \delta_0 \rangle$ en fonction de ϕ sur la Figure 4.6b. Lorsque l'on enlève la valeur de base de δ , on remarque que les points s'alignent raisonnablement bien sur des droites. Cette représentation des données ($\langle \delta - \delta_{pp} \rangle / \langle \delta_0 \rangle$ en fonction de ϕ) pourrait suggérer un mécanisme possible de discrimination entre différents ϕ puisque $\langle \delta - \delta_{pp} \rangle / \langle \delta_0 \rangle$ est en moyenne proportionnel à ϕ pour tout R_0 . Cependant, d'un point de vue perception de texture en bouche, ce mécanisme supposerait que le système langue-palais est capable de mesurer δ_{pp} et la différence $\delta - \delta_{pp}$, ce qui semble *a priori* peu vraisemblable.

Après avoir constaté que la moyenne du signal δ porte peu d'information sur la taille des particules ou leur fraction volumique, nous allons maintenant nous intéresser à son écart-type.

2.5.b Écart-type de δ

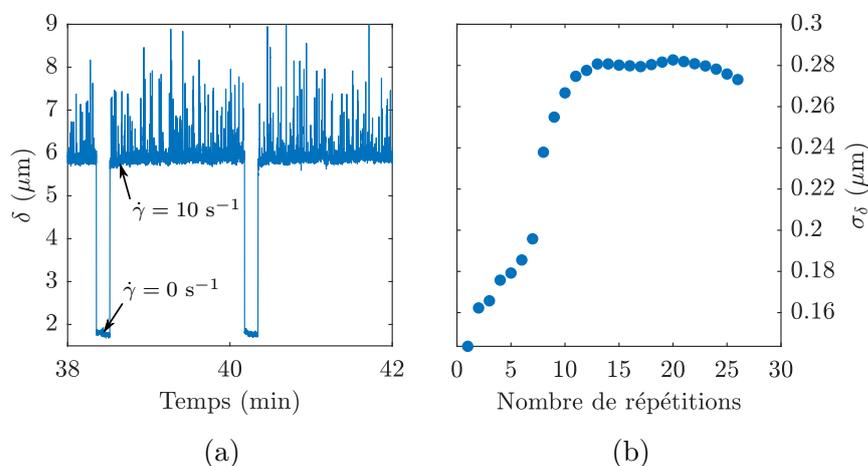


FIGURE 4.7 – (a) Deux répétitions extraites d'une mesure de δ au cours du temps avec une suspension de 0,5% de billes de 140 μm de diamètre dispersées dans une solution aqueuse concentrée à 30% de PEG. La partie haute du signal correspond aux instants où l'outil impose un taux de cisaillement $\dot{\gamma} = 10 \text{ s}^{-1}$ et la partie basse à ceux où $\dot{\gamma} = 0 \text{ s}^{-1}$. (b) Mesure de l'écart-type de δ en fonction du nombre de répétitions.

Pour pouvoir caractériser l'écart-type des mesures comportant des pics,

nous avons dû augmenter la durée des expériences. En effet, pour obtenir un signal statistiquement significatif, un nombre minimal de pics doit être atteint. Malheureusement, lorsque les mesures durent plus que quelques minutes, on observe une dérive de quelques μm de la valeur de δ au cours du temps. Malgré de nombreux efforts pour réduire cette dérive, nous n'avons pas trouvé comment la supprimer complètement. Nous supposons qu'elle provient de la relaxation de l'un des supports sur lesquels sont fixés la caméra et le rhéomètre. Pour s'affranchir des effets de cette dérive, nous avons donc choisi d'effectuer les mesures par étapes de 100 s, au cours desquelles la dérive est négligeable, entrecoupée de mesures sans rotation de 10 s permettant de mesurer la valeur de la dérive au cours du temps. La Figure 4.7a montre un extrait de signal. On y observe que la dérive est bien négligeable sur une période de 100 s. La mesure de la dérive nous permet alors de recalibrer le signal réel pour obtenir la déflexion corrigée $\delta(\dot{\gamma} = 10 \text{ s}^{-1}) - \langle \delta(\dot{\gamma} = 0 \text{ s}^{-1}) \rangle$ au cours du temps. Le choix du nombre de répétitions a été fait de telle sorte que la valeur de σ_δ atteigne sa valeur stable (Fig. 4.7b). Lorsque les suspensions sont plus concentrées, il y a plus de pics pendant l'intervalle de mesure et le nombre de répétition peut donc être réduit.

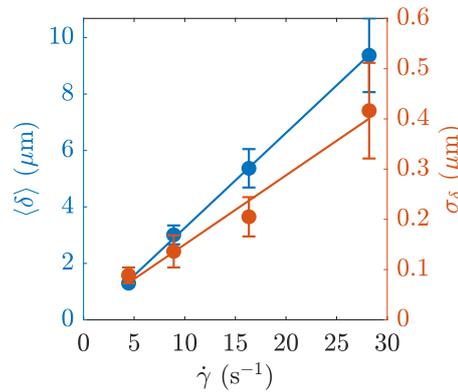


FIGURE 4.8 – Déflexion moyenne $\langle \delta \rangle$ d'un pilier (axe de gauche) et son écart-type (axe de droite) pour une mesure avec une solution de PEG concentrée à 30% contenant 0,5% de particules de $140 \mu\text{m}$ de diamètre moyen en fonction du taux de cisaillement. Les disques représentent les moyennes sur 6 répétitions et chaque droite est le résultat d'une régression linéaire d'équation $\alpha\dot{\gamma} + \beta$ où (axe de gauche) $\alpha = 0,35 \pm 0,03 \mu\text{m}\cdot\text{s}$ et $\beta = 0,1 \pm 0,5 \mu\text{m}$ et (axe de droite) $\alpha = 0,014 \pm 0,007 \mu\text{m}\cdot\text{s}$ et $\beta = 0,012 \pm 0,11 \mu\text{m}$.

Avant de s'intéresser aux effets de ϕ et de R_0 sur l'écart-type de δ , nous avons cherché à caractériser l'effet de $\dot{\gamma}$. Pour cela, nous avons effectué une mesure avec quatre paliers de taux de cisaillement de 100 s, compris entre 4 et 30 s^{-1} , et toujours séparés d'étapes sans rotation de 10 s pour mesurer la dérive. Les mesures de $\langle \delta \rangle$ et σ_δ sont tracées sur la Figure 4.8 en

fonction de $\dot{\gamma}$. Nous avons vu dans le Chapitre 3 qu'en l'absence de particule ($\phi = 0$), la déflexion δ est proportionnelle à la contrainte de cisaillement. Lorsqu'une suspension à $\phi \neq 0\%$ est cisailée dans le dispositif, ce lien de proportionnalité reste vrai (Fig. 4.8 - axe de gauche). On remarque également que le lien de proportionnalité semble aussi vérifié entre σ_δ et $\dot{\gamma}$ (Fig. 4.8 - axe de droite). Le rapport $\sigma_\delta/\langle\delta\rangle$ est donc indépendant de $\dot{\gamma}$, et dans la suite de cette étude, toutes les mesures ont été effectuées avec une valeur fixe $\dot{\gamma} \simeq 10 \text{ s}^{-1}$.

Pour comparer les mesures de σ_δ avec les mesure de viscosité du rhéomètre, nous avons besoin de caractériser l'écart-type σ_η de la mesure du rhéomètre en fonction de la taille des particules et de leur fraction volumique (Fig. 4.4b). Cette valeur correspond à la valeur σ_η calculé comme l'écart-type de la mesure de η en fonction du temps. Comme $\dot{\gamma}$ augmente continument avec le temps, cela revient à calculer l'écart-type de la mesure de η en fonction de $\dot{\gamma}$.

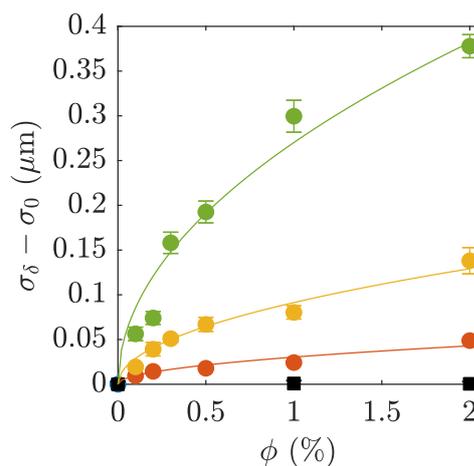


FIGURE 4.9 – Écart-type de δ auquel on a retranché l'écart-type pour $\phi = 0\%$ en fonction de ϕ . Sur cette Figure toutes les mesures à un même ϕ ont été rassemblées. Les disques rouges, jaunes et verts correspondent aux mesures faites avec les particules de 40 μm , 80 μm et 140 μm de diamètre respectivement, et les courbes colorées correspondent aux régressions par une loi en racine d'équation $\alpha\sqrt{\phi}$, avec $\alpha = 0,30 \pm 0,06/ 0,91 \pm 0,10$ et $2,7 \pm 0,36 \mu\text{m}$ respectivement. Les carrés noirs correspondent aux mesures faites avec le rhéomètre, c'est-à-dire à $\sigma_\eta - \sigma_{\eta(\phi=0)}$.

Nous avons tracé sur la Figure 4.9 l'écart-type réduit de δ , défini comme $\sigma_\delta - \sigma_0$ où σ_0 est l'écart-type de δ pour $\phi = 0\%$, fonction de ϕ et pour trois tailles de particules. On observe que σ_δ augmente avec ϕ et R_0 , ce qui conforte nos premières observations qualitatives sur les signaux tracés de la

Figure 4.5 pour une taille de particule uniquement. Tant que $\phi \leq 2\%$, ces observations sont toujours vraies. En revanche, pour $\phi > 2\%$ (non montré ici), une analyse plus attentive des signaux $\delta(t)$ montrent que les pics commencent à se recouvrir significativement et l'écart-type associé n'est plus un bon indicateur de la mesure des pics.

Dans la mesure où le signal peut être décrit comme la superposition d'une ligne de base et d'un train de pics, on peut justifier la forme de σ_δ en fonction de ϕ . En effet, comme nous l'avons dit précédemment, tant que $\phi < 2\%$, les pics sont séparés et sont indépendants les uns des autres (limite diluée) et leur nombre par unité de temps augmente avec ϕ . Ce comportement ressemble à celui d'un compteur d'évènement dans un volume efficace d'interaction V_{eff} qui entoure le pilier, chaque évènement étant le passage d'une particule. Comme à basse fraction volumique les passages des particules sont *a priori* indépendants les uns des autres, on s'attend donc à ce que la variance de sa mesure soit directement proportionnelle au nombre d'évènements N détectés dans le volume V_{eff} qui l'entoure. Le nombre N est égal à ϕV_{eff} , et autrement dit, la variance est proportionnelle à la fraction volumique. Par définition, la variance est égale au carré de l'écart-type du signal. Ainsi, σ_δ est proportionnel à $\sqrt{\phi}$. Sur la Figure 4.9, nous avons ajusté des lois d'équation $\alpha\sqrt{\phi}$ sur les données. On obtient un très bon accord ce qui prouve que notre raisonnement est qualitativement valide.

Nous venons de voir que les évènements que nous observons sont indépendants. Nous allons maintenant regarder à quoi ressemble les spectres de Fourier et les fonction d'auto-corrélation du signal $\delta(t)$ pour voir si une fréquence typique en ressort.

2.5.c Fluctuations de δ

Nous avons cherché à caractériser statistiquement les fluctuations de déformation du pilier. Pour cela, nous avons calculé la fonction d'auto-corrélation du signal, défini par l'équation 4.11, qui donne la cohérence temporelle du signal :

$$R_\delta(\Delta t) = \frac{1}{I_R} \int_{-\infty}^{\infty} \delta_n(t + \Delta t) \delta_n(t) dt \quad (4.11)$$

où $\delta_n(t) = \delta(t) - \langle \delta \rangle$ et I_R est un facteur de normalisation tel que $\int_{\mathbb{R}} R_\delta(x) dx = 1$. Ce signal décroît avec un décalage temporel caractéristique de l'ordre de $1/\dot{\gamma}$ (Fig 4.10a).

Pour caractériser les fréquences des fluctuations, on calcule le spectre de Fourier (Fig. 4.10b) de δ . On appelle $\delta_f = \delta - \delta_{pp}$ la partie du signal qui dépasse de la ligne de base - f pour *fluctuations*. On remarque d'abord que la forme du spectre de Fourier du signal réduit n'est pas impactée par

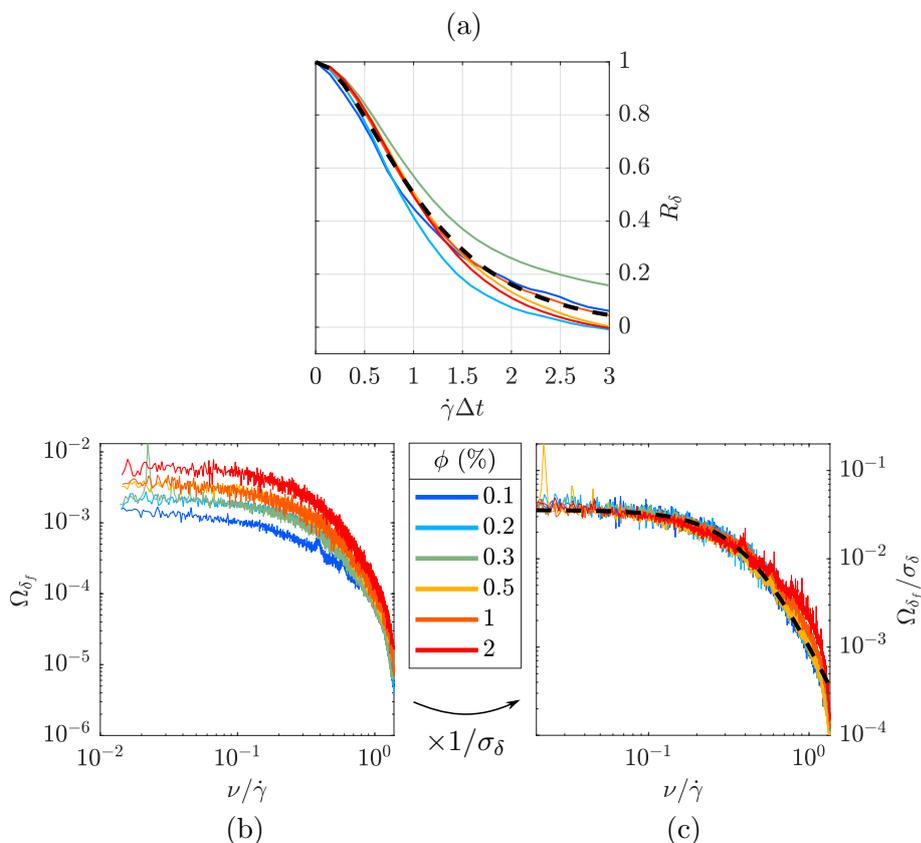


FIGURE 4.10 – (a) Fonction d’auto-corrélation de δ en fonction du décalage normalisé $\dot{\gamma}\Delta t$. La courbe discontinue noire représente l’ajustement des données par l’équation 4.16 (page 92) avec $\dot{\gamma}\tau_d = 1,13 \pm 0,05$. (b) Spectres de Fourier Ω_{δ_f} et (c) spectres de Fourier adimensionnés $\Omega_{\delta_f}/\sigma_\delta$ en fonction de la fréquence adimensionnée $f/\dot{\gamma}$ pour les particules de $80 \mu\text{m}$ de diamètre. Chaque couleur correspond à une fraction volumique de particule différente et (c) la courbe discontinue noire représente l’ajustement des données par l’équation 4.17 (page 92) avec $\tau_d\dot{\gamma} = 4,46 \pm 0,03$.

la fraction volumique de particules, et qu’aucune fréquence caractéristique fonction de ϕ ne sort de l’analyse. Quelque soit la quantité de particules, comme leur répartition est uniforme, toutes les fréquences inférieures à une fréquence de coupure de l’ordre de $\dot{\gamma}$ sont présentes. Par ailleurs, lorsque l’on normalise le spectre par σ_δ , tous les spectres se superposent (Fig. 4.10c). Cette observation confirme la précédente : la seule information que contiennent les spectres est la fréquence de coupure. Pour la fonction d’auto-corrélation et le spectre réduit normalisé, nous verrons plus tard comment nous avons ajusté ces données.

Ces deux analyses statistiques (spectre de Fourier et fonction d’auto-

corrélation) mettent en évidence que chaque nouveau pic est décorrélé du précédent, que tous les pics sont donc indépendants et qu'il n'y a aucun effet mémoire. Ces deux mesures justifient donc pleinement le fait que $\sigma_\delta \propto \sqrt{\phi}$.

2.5.d Asymétrie des fluctuations

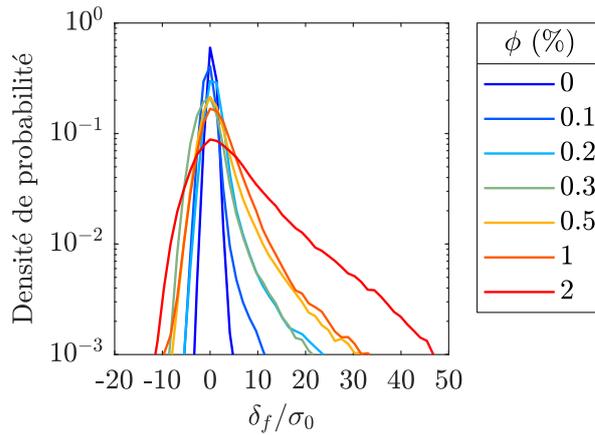


FIGURE 4.11 – Sélection de fonctions de densité de probabilité de δ pour les particules de $80\ \mu\text{m}$ de diamètre en fonction de la déflexion normalisée réduite δ_f/σ_0 où $\delta_f = \delta - \delta_{pp}$ et $\sigma_0 = 70\ \text{nm}$ est l'écart-type de δ pour $\phi = 0\%$.

Après avoir caractérisé la moyenne et l'écart-type de δ , on s'intéresse maintenant à la répartition des amplitudes des fluctuations autour de la moyenne. La Figure 4.11 montre comment la fonction de densité de probabilité de δ est modifiée par la présence de particules. On observe sur la Figure 4.11a que dès que $\phi > 0\%$, cette fonction est dissymétrique avec des queues de distribution plus larges à droite ($\delta/\delta_{pp} > 0$) qu'à gauche ($\delta/\delta_{pp} < 0$), et d'extension d'autant plus grande que la fraction volumique est élevée. Cette différence droite-gauche résulte du fait que les déformations supplémentaires des piliers se produisent majoritairement dans le sens de l'écoulement.

2.5.e Synthèse

Nous avons vu dans cette première partie que lorsque l'on mesure le signal $\delta(t)$ du déplacement du sommet d'un pilier immergé dans une suspension contenant des particules, des pics apparaissent. Nous avons vu que ces pics ont peu d'influence sur la valeur de la moyenne de δ , même lorsque ϕ augmente au-delà de 2%. Le rhéomètre et la langue artificielle sont donc en moyenne identiquement aveugles aux variations de ϕ . Nous avons vu,

cependant, que l'écart-type de δ est très impacté par la présence de particules, proportionnellement à $\sqrt{\phi}$, là où le rhéomètre reste totalement aveugle à ces fluctuations. L'impact des particules sur σ_δ est par ailleurs d'autant plus grand que les particules sont grosses. Nous sommes ainsi capables de discriminer significativement deux suspensions concentrées à 0,5% contenant des micro-sphères de 80 μm et 140 μm . Nous avons enfin vu que tant que $\phi \leq 2\%$, les pics sur le signal dus aux particules sont indépendants et que les suspensions n'ont pas de structure mésoscopique. Pour comprendre l'origine des événements dus au passage d'une particule individuelle, nous avons choisi d'imager les particules et le pilier simultanément en utilisant des micro-sphères fluorescentes pour préparer la suspension granulaire.

2.6 Événements individuels

Comme nous allons le voir ici, nous avons utilisé des particules qui fluorescent dans la même longueur d'onde que le sommet des piliers et dont la densité est inférieure à celle de la phase continue afin qu'elles restent localisées au voisinage du sommet du pilier.

2.6.a Expériences

Notre dispositif optique ne permet en effet d'imager que dans le plan focal. Pour cette raison nous avons choisi de désadapter les densités en remplaçant la phase continue par du glycérol pur de densité $d = 1,26 \text{ g/cm}^3$. Cela nous permet d'avoir toutes les particules dans un plan au voisinage de l'outil rotatif du rhéomètre. L'ensemble des interactions pilier-particule peut donc être enregistré. Après avoir placé la langue, choisi le pilier et pris les mesures nécessaires, le glycérol est versé dans la langue artificielle. Une pointe de spatule de micro-sphères fluorescentes de diamètre $2R_0 \sim 165 \mu\text{m}$ (UVPMS-BG-1.025, 150-180 μm , $\lambda_{em} = 414 \text{ nm}$, Cospheric) est alors dispersée en surface de la goutte de glycérol ($\phi \ll 1\%$). L'outil rotatif est ensuite amené à une hauteur $H = 550 \mu\text{m}$, c'est-à-dire environ 100 μm au dessus du sommet du pilier. De cette façon, le centre des sphères est en moyenne à la même hauteur que le sommet du pilier. Les films que l'on obtient nous permettent de suivre à la fois le déplacement du sommet du pilier et le mouvement des micro-sphères. Au total, ~ 60 événements individuels sont observés.

2.6.b Résultats

Nos observations nous permettent de classer les événements en deux catégories. Soit la particule rentre en contact avec le pilier (collision), soit elle ne contourne en suivant les lignes de flux.

Dans le cas d'une collision, lorsque la particule rentre en contact avec le pilier, sa vitesse chute brutalement et elle subit alors une force de traînée

due à l'écoulement, qui est ajouté à la force de trainée que subit déjà le pilier. Puis la particule roule autour du pilier, jusqu'au moment où elle passe derrière et se détache en suivant les lignes de courant.

Dans le cas d'une interaction à distance, la nature de l'interaction est différente. D'une manière générale, lorsque qu'un objet (fixe ou mobile) est présent dans un écoulement, il perturbe le champ de vitesse autour de lui et produit un sillage. Lorsque les particules sont suffisamment loin du pilier, la superposition de leurs sillages respectifs est négligeable et on peut considérer que le pilier et la particule n'interagissent pas hydrodynamiquement. Lorsqu'une de ces particules se rapproche, le recouvrement de son sillage avec celui du pilier altère le champ de vitesse dans leur voisinage respectif et la force de trainée à laquelle le pilier et la particule sont soumis est donc modifiée.

Les Figures 4.12a-c montrent un exemple de chacun de ces événements. Les Figures 4.12b-d montrent les déplacements mesurés du sommet du pilier associés pendant un événement selon les axes x - dans le sens de l'écoulement, panel supérieur - et z - perpendiculairement à l'écoulement, panel inférieur. Comme en témoignent ces deux mesures du déplacement, la perturbation due à une collision entre pilier et particule est ~ 50 fois plus importante que celle due à leur interaction hydrodynamique et la durée d'interaction est comparable entre les deux événements. Ceci suggère que la majorité des fluctuations de déflexion provient des collisions.

Pour vérifier cette idée que les fluctuations de position sont dominées par les événements de collisions, nous avons mesuré l'impact de la hauteur de l'outil pour des valeurs de H croissantes en utilisant la même approche qu'avec les particules fluorescentes, c'est-à-dire avec des particules qui crèment dans la phase continue. De cette façon, on peut considérer que la position verticale des particules est fixée par l'outil rotatif. En commençant à une hauteur $H = 500 \mu\text{m}$, soit environ $50 \mu\text{m}$ au dessus du sommet du pilier et en l'incrémentant par étape jusqu'à $750 \mu\text{m}$, hauteur à laquelle les particules ne sont jamais en contact avec le pilier. À chaque étape, on mesure δ sur une période de 100 s. Comme la valeur de H change, la valeur de $\dot{\gamma}$ est modifiée et l'amplitude de σ_δ augmente linéairement avec $\dot{\gamma}$. Pour contrebalancer cet effet, nous avons donc adapté la vitesse de rotation ω de l'outil de telle sorte que le taux de cisaillement $\dot{\gamma}$ reste constant et égal à 10 s^{-1} pour chacune des étapes.

Le résultat de cette mesure montre d'abord une augmentation de l'amplitude des fluctuations, entre la première et la deuxième étape (Fig. 4.13b). Cela provient probablement du fait que les particules entrent en collision à un point d'impact plus proche du sommet du pilier, et donc que la déflexion résultante est plus élevée, par simple effet de levier. Puis,

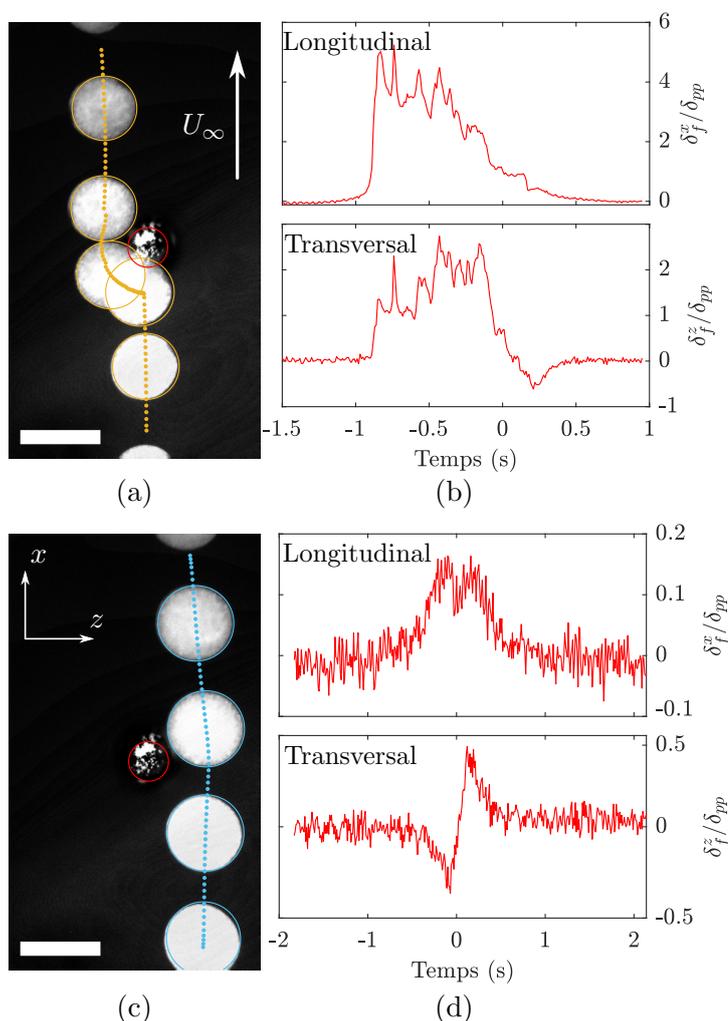


FIGURE 4.12 – Exemples de chacun des types d’interactions entre pilier et particules. (a-c) Superposition de quelques images d’un film d’une interaction (a) avec et (c) sans contact. Le cercle rouge montre le contours du pilier au repos et les autres cercles colorés montrent les contours des particules à différents instants du film. Les pointillés représentent la trajectoire de la particule. Les barres d’échelle représentent $200 \mu\text{m}$. Dans le cas de l’interaction avec contact (a), les cercles jaunes et le cercle rouge se recouvrent partiellement car le pilier est légèrement conique en son sommet. (b-d) Tracé des fluctuations normalisées du sommet du pilier selon les axes x et z pour l’interaction (b) avec et (d) sans contact. $\delta_f^x = \delta^x - \delta_{pp}^x$ où δ^x est le déplacement brut selon l’axe x et δ_{pp}^x la valeur de sa ligne de base, avec $\delta^2 = \delta^{x^2} + \delta^{z^2}$ et $\delta_{pp}^2 = \delta_{pp}^{x^2} + \delta_{pp}^{z^2}$. L’instant $t = 0$ est celui pour lequel les centres du pilier et de la particule sont à la même coordonnée x .

à partir de la troisième étape, l'amplitude des pics chute fortement : les particules ne touchent plus le pilier, et ne subsiste plus que les interactions hydrodynamiques générées par les particules qui passent au dessus du pilier. On peut remarquer sur la Figure 4.13b que la distance typique sur laquelle décroît l'écart-type des fluctuations est du même ordre que le diamètre moyen des particules. Le système biomimétique langue-palais permet donc d'obtenir une mesure directe de la taille moyenne des particules de la suspension qui repose sur les mesures seules des variations de σ_δ avec H . L'encart dans la Figure 4.13b montre que la valeur de δ_{pp} ne change pas significativement au cours de la mesure.

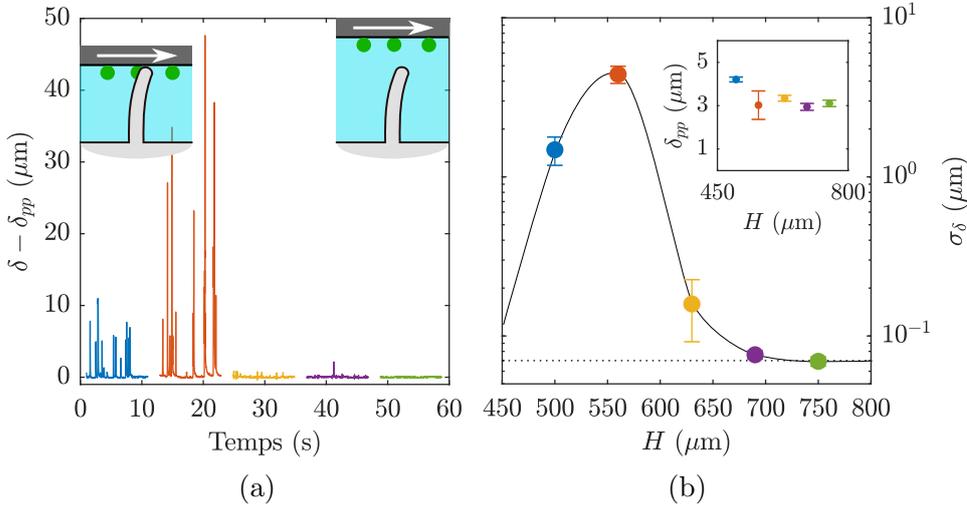


FIGURE 4.13 – (a) Déflexion normalisée d'un pilier en présence d'une suspension de particules d'environ $165 \mu\text{m}$ de diamètre en fonction du temps pour 5 hauteurs croissantes. Les particules ont une densité inférieure à celle de la phase continue pour les forcer à crémer. (b) Écart-type relatif $\sigma_\delta/\delta_{pp}$ en fonction de la hauteur entre la base du pilier et l'outil. La droite en pointillés noire représente la limite de mesure σ_0/δ_{pp} de notre dispositif avec $\sigma_0 \sim 70 \text{ nm}$, et la courbe noire continue est un guide pour l'œil pour suivre les variations de $\sigma_\delta/\delta_{pp}$. Encart : δ_{pp} en fonction de H pour les différentes mesures.

Dans la suite de ce manuscrit, nous allons modéliser le système pour obtenir des résultats analytiques à comparer à nos expériences.

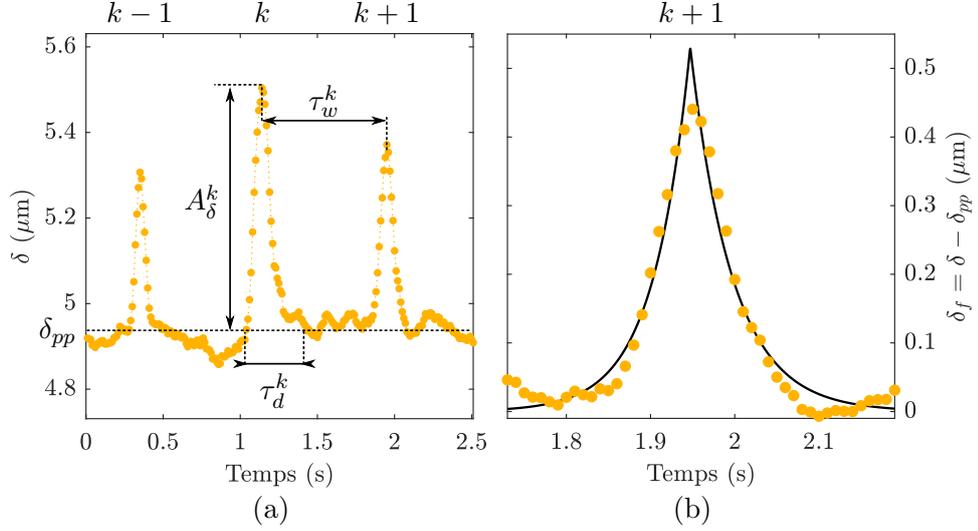


FIGURE 4.14 – (a) Extrait d’une mesure de δ en fonction du temps pour une suspension de particules de $80 \mu\text{m}$ de diamètre à $0,5\%$. Les numéros des pics sont notés $k - 1$, k et $k + 1$. La durée d’un pic est notée τ_d^k , son amplitude A_δ^k et le temps entre le $k^{\text{ième}}$ et le $(k + 1)^{\text{ième}}$ pic est noté τ_w^k . (b) δ_f en fonction du temps pour un $k^{\text{ième}}$ pic (le $(k + 1)^{\text{ième}}$ pic de la Figure 4.14a). Les disques jaunes sont le résultat d’une mesure, et la courbe noire est le résultat d’un ajustement par une fonction exponentielle bilatérale (équation 4.15) d’amplitude A_δ^k , et de variable $(t - t^k)/\tau_d^k$. Le résultat de l’ajustement donne $A_\delta^k = 0,53 \pm 0,07$, $\tau_d^k = 94 \pm 16 \text{ ms}$ et $\zeta = 0,53 \pm 0,09$.

2.7 Modélisation statistique

2.7.a Description

La statistique de ce type de train de pics a été décrit récemment dans le contexte de la physique des plasmas par Garcia et Theodorsen [194]. En s’inspirant de ce travail, nous écrivons le signal $\delta(t)$ pendant la durée T d’une expérience au cours de laquelle il y a $N(T)$ interactions successives entre une particule et le pilier.

$$\delta(t) = \delta_{pp} + \sum_{k=1}^{N(T)} A_\delta^k(y, z) \Theta \left(\frac{t - t^k}{\tau_d^k} \right) \quad (4.12)$$

où $A_\delta^k(y, z)$ est l’amplitude du $k^{\text{ième}}$ pic, Θ est une fonction qui décrit la forme des pics centrée au temps t^k du pic, et τ_d^k la largeur du $k^{\text{ième}}$ pic (Fig. 4.14).

2.7.b Calcul théorique de $\langle \delta_f \rangle$ et σ_δ

L'amplitude A_δ^k et la durée τ_d^k d'un pic sont des variables aléatoires dépendant de la séquence aléatoire des positions (y, z) des micro-billes interagissant successivement avec le pilier. En appelant $\langle A_\delta \rangle$ la moyenne d'ensemble des A_δ^k , τ_w le temps moyen entre deux pics et τ_d la moyenne des τ_d^k , Garcia et Theodorsen [194] montrent que la moyenne temporelle et la variance de δ peuvent être calculées et sont données par :

$$\langle \delta_f \rangle = \langle A_\delta \rangle \frac{\tau_d}{\tau_w} I_1 \quad (4.13)$$

$$\sigma_\delta^2 = \langle A_\delta^2 \rangle \frac{\tau_d}{\tau_w} I_2 \quad (4.14)$$

où $I_n = \int_{-\infty}^{\infty} \Theta^n(x) dx$ est une intégrale de normalisation de forme. Nous allons maintenant voir comment évaluer les valeurs de I_n , A_δ , τ_w et τ_d .

2.7.c Choix de la fonction de normalisation $\Theta(x)$

Dans leur étude, Garcia et Theodorsen détaillent leurs analyses pour quelques cas particuliers où Θ est une fonction exponentielle uni- ou bilatérale, une fonction triangle ou une fonction porte. Pour décrire nos pics, nous avons choisi la fonction exponentielle bilatérale dissymétrique, car c'est celle qui s'ajuste qualitativement le mieux la forme des pics (Fig. 4.14).

$$\Theta(x) = \mathcal{H}(-x)e^{x/\zeta} + \mathcal{H}(x)e^{-x/(1-\zeta)} \quad \text{avec} \quad \mathcal{H}(x) = \begin{cases} 1 & \text{si } x \geq 0 \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \quad (4.15)$$

où \mathcal{H} est la fonction de Heaviside, et ζ est la mesure de la dissymétrie du pic, $0 < \zeta < 1$. On notera que lorsque $\zeta \rightarrow 0$, on retombe sur le cas d'une exponentielle unilatérale. L'ajustement d'un individuel par l'équation 4.15 (Fig. 4.14) donne $\zeta \simeq 1/2$. Nous avons donc choisi de fixer la valeur de $\zeta = 1/2$.

2.7.d Intégrale de normalisation I_n

Dans la mesure où la fonction de normalisation est décrite par l'équation 4.15, on peut calculer exactement la valeur de I_n . Le calcul exact est donné en Annexe (page 131). On trouve $I_1 = 1$ et $I_2 = 5/2$.

2.7.e Mesure expérimentale de τ_d

La valeur moyenne de τ_d peut être estimée expérimentalement en considérant l'auto-corrélation du signal δ_f (Fig. 4.10a). Dans le même cadre d'un signal composé de pics exponentiels symétriques de temps caractéristique τ_d , Garcia et Theodorsen [194] calculent analytiquement son

auto-corrélation et obtiennent l'équation 4.16 :

$$R_\delta(\Delta t) = (1 + 2\Delta t/\tau_d) e^{(2\Delta t/\tau_d)} \quad (4.16)$$

En effectuant la régression des auto-corrélations du signal avec l'équation 4.16 (courbe discontinue noire), on trouve $\tau_d \dot{\gamma} = 1,13 \pm 0,05$.

Une autre façon de mesurer τ_d est d'analyser le spectre fréquentiel du signal réduit normalisé δ_f/σ_δ (Fig. 4.10c). En considérant que les pics sont de la forme décrite par l'équation 4.15 et de temps caractéristique τ_d , Garcia et Theodorsen [194] montrent qu'on peut calculer le spectre de Fourier de ces signaux, et obtiennent l'équation 4.17 :

$$\Omega_{\delta_f/\sigma_\delta}(\nu) = \frac{2\tau_d}{[1 + \tau_d^2 \nu^2/4]^2} \quad (4.17)$$

En effectuant la régression des spectres de Fourier du signal avec l'équation 4.17, on trouve $\tau_d \dot{\gamma} = 4,46 \pm 0,03$.

Bien qu'on ne retrouve pas exactement la même valeur dans les deux cas, ces méthodes nous permettent d'estimer l'ordre de grandeur de $\dot{\gamma}\tau_d \sim 1$. Nous allons voir dans la suite comment nous aurions pu prédire cet ordre de grandeur théoriquement.

2.7.f Temps moyen inter-pics τ_w

τ_w est défini comme le temps moyen entre deux pics. Il peut être trouvé en divisant la durée T d'une mesure par le nombre total $N(T)$ de pics survenant pendant la mesure. Pour trouver le nombre total de collisions pendant un temps T , il faut calculer le volume que "voit" le pilier au cours d'une mesure. Ce volume est donné par

$$V_i(T) = \ell L^2 \dot{\gamma} T \quad (4.18)$$

où ℓ la longueur caractéristique d'interaction entre pilier et particule, typiquement de l'ordre de L pour les interactions hydrodynamique, et de l'ordre de $a + R_0$ pour les collisions. $N(T)$ dépend de la fraction volumique de particule et de leur taille et est donné par $N(T) = \phi V_i(T)/V_p$, où V_p le volume d'une particule. On a ainsi

$$\tau_w = \frac{4\pi R_0^3}{3\phi \ell L^2 \dot{\gamma}} \quad (4.19)$$

En prenant les valeurs typiques des expériences, c'est-à-dire $a = 50 \mu\text{m}$, $L = 450 \mu\text{m}$, $R_0 = 40 \mu\text{m}$ et $\phi = 1\%$, on obtient un ordre de grandeur de $\tau_w \dot{\gamma} \sim 1$ pour les collisions et $\sim 0,3$ pour les interactions hydrodynamiques.

2.7.g Durée moyenne d'un pic τ_d

La durée moyenne d'un pic est assimilée à la durée de passage d'une particule dans le volume effectif d'interaction autour du pilier. Pour une particule à une hauteur y par rapport à la base du pilier, cette durée d'interaction est de l'ordre de $\ell/(\dot{\gamma}y)$ où ℓ est la distance sur laquelle la particule interagit avec le pilier et $\dot{\gamma}y$ sa vitesse. On évalue ainsi la durée moyenne d'interaction à partir du taux de cisaillement global le long du pilier

$$\tau_d = \frac{1}{L} \int_{R_0}^{L+R_0} \frac{\ell}{\dot{\gamma}y} dy = \frac{\ell}{\dot{\gamma}L} \log \left(1 + \frac{L}{R_0} \right) \quad (4.20)$$

En utilisant les mêmes valeurs expérimentales que ci-dessus, on obtient $\tau_d \dot{\gamma}$ de l'ordre de 1 ($\sim 0,5$ pour les collisions et $\sim 2,5$ pour les interactions hydrodynamiques).

2.7.h Intermittence ϱ

On définit l'intermittence ϱ comme le rapport τ_d/τ_w . On a donc

$$\varrho = \frac{3\phi}{4\pi} \frac{L\ell^2}{R_0^3} \log \left(1 + \frac{L}{R_0} \right) \quad (4.21)$$

Il est intéressant de noter que l'intermittence ne dépend pas du taux de cisaillement $\dot{\gamma}$. Cela justifie que l'on puisse travailler à $\dot{\gamma}$ constant sans se soucier de son importance pour caractériser les fluctuations. En d'autres termes, il est toujours possible de normaliser le résultat pour obtenir une moyenne et un écart-type indépendant de $\dot{\gamma}$. En reprenant $a = 50 \mu\text{m}$, $L = 450 \mu\text{m}$ et $R_0 = 40 \mu\text{m}$, on trouve

$$\varrho \sim \begin{cases} 10 \phi/\phi_0 & \text{si } \ell = L \\ 0,3 \phi/\phi_0 & \text{si } \ell = a + R_0 \end{cases} \quad \text{où } \phi_0 = 1\% \quad (4.22)$$

Ainsi, l'intermittence est environ 30 fois plus élevée pour les interactions hydrodynamiques que pour les chocs. Dans notre cas, les pics que l'on observe semble relativement bien séparés jusqu'à $\phi = 2\%$. Ce résultat indique que les pics que l'on observent sont vraisemblablement plutôt dus aux collisions car leur intermittence est visuellement plutôt de l'ordre de 1 que de 10.

Par ailleurs, ce résultat soulève un autre point : comme l'amplitude et la forme des pics ne dépend pas de ϕ et que l'intermittence va comme ϕ , on retrouve le même résultat donné par la loi d'Einstein $\langle \delta \rangle \propto \phi$ et celui donné par l'approche statistique supposant que $\sigma_\delta \propto \sqrt{\phi}$.

Nous allons maintenant voir comment dériver une estimation physique de A_δ pour les collisions et les interactions hydrodynamiques.

2.8 Modélisation théorique des interactions

Pour les deux modèles qui suivent, on omettra l'indice f dans δ_f par souci de simplicité d'écriture.

2.8.a Collision

Nous proposons ici un modèle simple pour calculer la valeur de A_δ lors d'une collision. On considère une sphère rigide de rayon R_0 dans un écoulement de vitesse U_∞ qui heurte un pilier cylindrique élastique de longueur L et de rayon a à la position (y_0, z_0) (Fig. 4.15). Lorsque la particule entre en contact avec le pilier, on suppose que sa vitesse s'annule et qu'elle subit une force de trainée due à l'écoulement de la phase continue à son voisinage. En supposant qu'il n'y a pas de frottement de la particule contre le pilier, on ne s'intéresse qu'à la composante normale \mathbf{F}_r de la force qui s'applique sur la sphère : $\mathbf{F}_r = 6\pi\eta R_0 \mathbf{u}_r$ où \mathbf{u}_r est la vitesse locale du fluide selon \mathbf{e}_r (Fig. 4.15, vue de dessus), donnée par [195].

$$u_r = U_\infty \cos \theta \left[1 - \left(\frac{a}{a + R_0} \right)^2 \right] \quad \text{avec} \quad U_\infty = \dot{\gamma} y_0 \quad (4.23)$$

On peut trouver la forme du cosinus géométriquement

$$\cos \theta = \sqrt{1 - \left(\frac{z_0}{a + R_0} \right)^2} \quad (4.24)$$

La force F_r est alors appliquée au pilier qui se défléchit. La forme du pilier théorique est donnée à la Figure 4.16. Pour une force F_r s'appliquant à la hauteur y_0 , la courbure de la partie inférieure du pilier peut être trouvée grâce à la théorie de l'élasticité linéaire :

$$\frac{1}{R} = \delta''(y) = \frac{F_r}{EI}(y_0 - y) \quad (4.25)$$

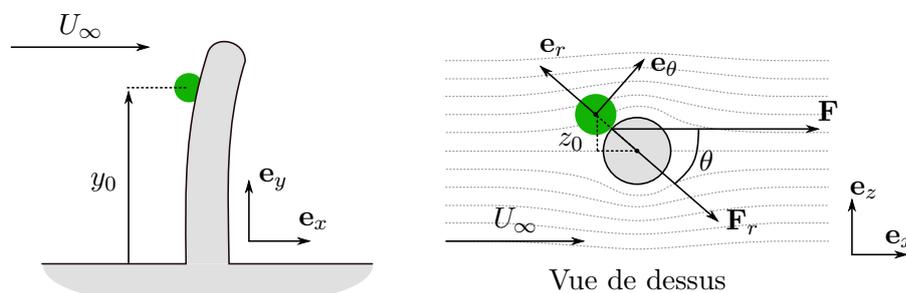


FIGURE 4.15 – Schéma de la situation physique pour une collision entre pilier et particule. Les lignes discontinues grises de la vue de dessus représentent les lignes de courant autour du pilier.

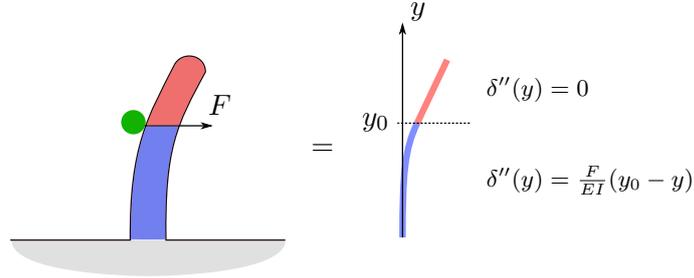


FIGURE 4.16 – Schéma d'une collision en vue de côté. La partie bleu du pilier est déformée et la partie rouge reste rectiligne.

où le symbole prime désigne la dérivée selon y , $1/R$ est la courbure du pilier, E est son module d'Young et $I = \pi a^4/4$ son moment d'inertie. Les conditions aux limites peuvent être trouvées en considérant que le pilier est ancré à sa base ($\delta(0) = 0$ et $\delta'(0) = 0$), déformé de façon continue en $y = y_0$ ($\delta'(y_0^+) = \delta'(y_0^-)$) et laissé libre au delà ($\delta''(y > y_0) = 0$). On peut résoudre le système pour trouver le déplacement du sommet du pilier lorsqu'on lui applique une force F_r à la hauteur y_0 :

$$\delta(y = L) = \frac{F_r}{6EI} y_0^2 (3L - y_0) \quad (4.26)$$

L'amplitude de la collision est définie comme le rapport δ/δ_0 où

$$\delta_0 = K_0 \frac{\eta \dot{\gamma} L^5}{E a^4} \quad (4.27)$$

En utilisant les expressions précédemment détaillées, on peut finalement trouver

$$A_{\delta}^{kc} = \frac{4}{K_0} \frac{y_0^3 (3L - y_0) \sqrt{(a + R_0)^2 - z_0^2}}{L^5} \frac{(2a + R_0) R_0^2}{(a + R_0)^3} \quad (4.28)$$

Une représentation visuelle de cette fonction pour $R_0 = 40 \mu\text{m}$ est tracée à la Figure 4.17. La bande blanche que l'on observe pour $y_0/L < 0,2$ correspond à une zone que les particules ne peuvent pas atteindre à cause de la présence de la paroi inférieure sur laquelle est ancré le pilier. On remarque que l'amplitude des collisions varie sur plus de 3 ordres de grandeurs entre le haut et le bas du pilier, ce qui signifie que le sommet du pilier est nettement plus sensible aux collisions que sa base. Il faut noter par ailleurs qu'à cause de la nature de l'écoulement, le nombre de collisions que subit le pilier par unité de temps augmente linéairement avec y . Le résultat du signal est donc vraisemblablement dominé par les collisions au sommet du pilier.

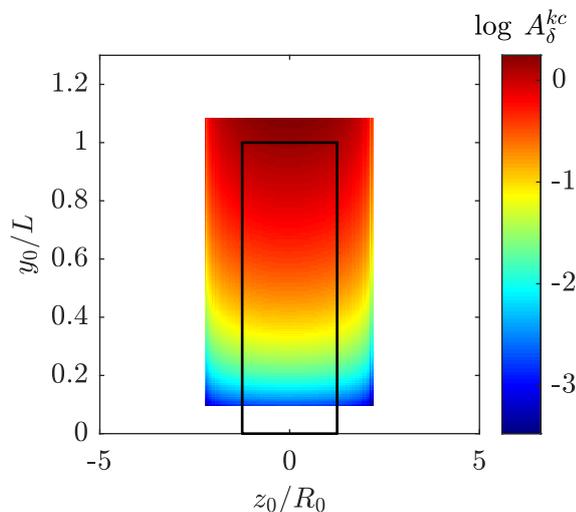


FIGURE 4.17 – Cartographie de A_δ^{kc} en fonction de la position du choc pour une bille de $80 \mu\text{m}$ de diamètre. La couleur code la valeur des amplitudes de A_δ . La bordure noire dénote le bord du pilier. La zone blanche représente l'espace où les collisions sont impossibles.

En utilisant les expériences faites avec les particules fluorescentes, nous sommes capables de déterminer l'amplitude typique et la durée des collisions grâce aux mesures des positions des particules à tout moment. Pour mesurer l'amplitude, on calcule la vitesse de la particule U_{sph} (Fig. 4.18a). Lors de la collision, celle-ci atteint son minimum. En connaissant la position (y_0, z_0) et la taille de la particule, on peut remonter à une valeur de l'amplitude prédite théoriquement. Comme la vitesse de la particule atteint rarement 0, le calcul de l'amplitude est corrigé en considérant que la force visqueuse sur la particule est proportionnelle à $U_\infty - U_{sph}$, ce qui revient à multiplier l'équation 4.28 par le facteur $1 - U_{sph}/U_\infty$. La comparaison des amplitudes théoriques et expérimentales est tracée sur les Figures 4.19a et b. Le calcul nous permet de rattraper qualitativement le bon ordre de grandeur d'amplitude comme nous montre l'histogramme du rapport A_{th}/A_{exp} , piqué sur l'unité, c'est-à-dire pour lequel le mode est $\simeq 1$.

Pour mesurer la durée d'un pic, on choisit arbitrairement de comptabiliser le signal qui dépasse 3 fois le bruit de mesure (Fig. 4.18b). De la même manière, le temps calculé est corrigé par la position de la particule. Lorsqu'une particule rentre en contact avec le pilier à la position z_0 , la distance caractéristique de contact ℓ est de l'ordre de $(a + R_0 - z_0)/2$ qui correspond au déplacement que doit effectuer la particule pour ne plus être au contact du pilier. La comparaison des durées théoriques et expérimentales des pics est tracée sur les Figures 4.19c et d. De la même

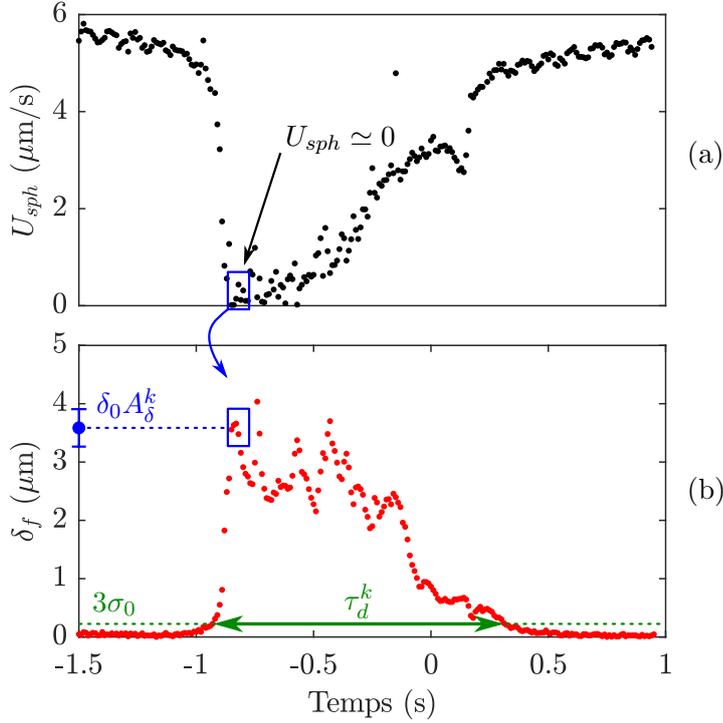


FIGURE 4.18 – (a) Vitesse de la particule U_{sph} et (b) δ_f au cours de l'évènement illustré sur la Figure 4.12a. L'amplitude du pic A_δ^k est défini comme la valeur de δ_f/δ_0 lorsque $U_{sph} \simeq 0$ et la valeur de τ_d^k est la durée pendant laquelle la valeur de δ_f dépasse $3\sigma_0$.

façon que pour le calcul de l'amplitude, cette théorie nous permet d'attraper qualitativement le bon ordre de grandeur, avec un meilleur accord que pour les amplitude comme le montre l'histogramme du rapport τ_{dth}/τ_{dexp} . Lorsque les durées sont faibles, on a tendance à les sous-estimer. Cela provient probablement des interactions hydrodynamiques avant et après le contact qui rallonge légèrement la durée d'interaction sans être prises en compte dans le calcul de cette durée.

Une fois que l'on a défini l'expression analytique de A_δ^k (équation 4.28), il ne reste plus qu'à calculer celle de $\langle A_\delta^c \rangle$ et $\langle A_\delta^{c2} \rangle$ pour obtenir les valeurs analytiques de $\langle \delta \rangle$ et σ_δ . En moyennant l'équation 4.28 sur le plan (y_0, z_0) des collisions possibles, c'est-à-dire pour $R_0 < y_0 < L + R_0$ et $|z_0| < a + R_0$ avec une distribution uniforme, on obtient $\langle A_\delta^c \rangle$ et $\langle A_\delta^{c2} \rangle$ (Voir Annexe 2.1 - page 132). En utilisant en outre les équations 4.13 à 4.20, on peut finalement obtenir les moyenne et variance théoriques du signal (Voir Annexe 2.2 -

page 133) :

$$\langle \delta \rangle = \frac{3}{4K_0} \phi \frac{2a + R_0}{R_0} Q_1(R_0/L) \quad (4.29)$$

$$\sigma_\delta^2 = \frac{20}{\pi K_0^2} \phi \frac{(2a + R_0)^2}{(a + R_0)^2} Q_2(R_0/L) \quad (4.30)$$

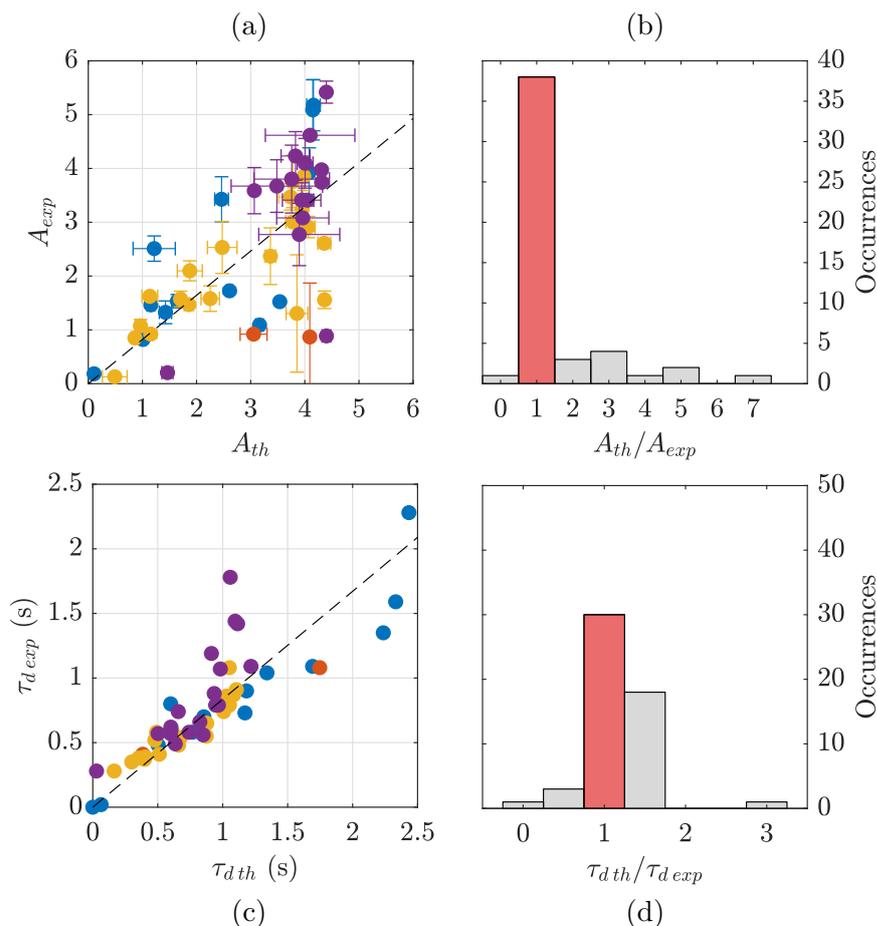


FIGURE 4.19 – (a) Amplitude A_δ^{kc} et (c) durée d'interaction τ_d^{kc} mesurés expérimentalement en fonction de (a) l'amplitude et (c) la durée d'interaction théoriques calculés avec les positions et le rayon mesurés des particules au cours du temps. Chaque disque correspond à une collision, et les couleurs violet, rouge, bleu et jaune correspondent à $\dot{\gamma} = -2, -1, 1$ et 2 s^{-1} respectivement. Les droites discontinues noires sont le résultat de l'ajustement de l'ensemble des données par une loi linéaire d'équation type αx . Le résultat des régressions est (a) $\alpha = 0,82 \pm 0,09$ et (c) $\alpha = 0,84 \pm 0,06$. (b-d) Histogrammes des rapports (b) A_{th}/A_{exp} et (d) τ_{dth}/τ_{dexp} . Le nombre total de point (59) dans (a) et (c) et égal à la somme des occurrences dans (b) et (d).

où

$$Q_1(x) = (11/20 + 2x + 5x^2/2 + x^3 - x^4) \log[1 + 1/x] \quad (4.31)$$

$$Q_2(x) = \frac{163x/252 + 4x^2 + 10x^3 + 37x^4/3 + 13x^5/2}{-x^6 - 8x^7/3 - 2x^8 + x^9} \log[1 + 1/x] \quad (4.32)$$

Pour comparer ce résultats avec nos mesures expérimentales, nous avons calculé la valeur du préfacteur $\alpha_{th}(R_0)$ dans l'équation $\sigma_\delta^2 = \alpha(R_0)^2 \phi$ pour les trois tailles de particules utilisées. Les résultats du calcul sont mis en perspectives de ceux issus de l'ajustement de σ_δ^2 par une loi d'équation $\alpha_{exp}^2(R_0) \phi$ dans le Tableau 4.1. On remarque que le modèle prévoit que lorsque la taille des particule augmente, l'écart-type augmente aussi. Le modèle ne nous permet de retrouver l'ordre de grandeur de α . À l'heure actuelle, le modèle permet pas d'expliquer l'augmentation de α , mais avec un décalage que nous n'avons pas pu expliquer.

R_0 (μm)	α_{th} (μm)	α_{exp} (μm)
20	17,5	0,30
40	22,8	0,91
70	29,3	2,70

Tableau 4.1 – Comparaison des valeurs de α théorique et expérimentale en fonction de la taille des particules.

2.8.b Interactions hydrodynamiques

On considère maintenant une sphère de rayon R_0 à la position (x_0, y_0, z_0) entraînée par un écoulement laminaire \mathbf{u} (Fig. 4.20). Le calcul complet de la perturbation de l'écoulement u' à la position \mathbf{r} relativement au centre de la sphère a été fait par Guazzelli et Morris [178]. Leur approche théorique consiste à décomposer le gradient de vitesse d'un écoulement de cisaillement en la somme d'un taux de rotation et d'un taux de déformation (Fig. 4.21). Dans la mesure où l'écoulement est incompressible et à bas nombre de Reynolds, Guazzelli et Morris utilisent l'équation de Stokes pour déterminer la valeur de chacun des termes et dérivent ainsi la perturbation de l'écoulement due à une sphère :

$$\mathbf{u}' = -\frac{R_0^5}{r^5} \mathbf{G} \cdot \mathbf{r} + \mathbf{r}(\mathbf{r} \cdot \mathbf{G} \cdot \mathbf{r}) \left(\frac{5R_0^5}{2r^7} - \frac{5R_0^3}{r^5} \right) \quad (4.33)$$

où \mathbf{G} est le tenseur gradient de vitesse. On définit les variables réduites $X = x - x_0$, $Y = y - y_0$ et $Z = z - z_0$. Dans le cas d'un écoulement de cisaillement simple dont l'écoulement est dirigé selon \mathbf{e}_x et ne dépend que

de Y , ce tenseur s'écrit

$$\mathbf{G} = \begin{bmatrix} 0 & \dot{\gamma} & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (4.34)$$

donc

$$\mathbf{G} \cdot \mathbf{r} = \dot{\gamma} Y \mathbf{e}_x \quad (4.35)$$

$$\mathbf{r} \cdot \mathbf{G} \cdot \mathbf{r} = \dot{\gamma} XY \quad (4.36)$$

en définissant X et Y . Dans la limite où $r \gg R_0$, les deux premiers termes varient en $1/r^4$, et le dernier en $1/r^2$. C'est donc ce dernier terme qui domine les deux autres à grande distance, et on obtient donc

$$\mathbf{u}' \approx -5\dot{\gamma} R_0^3 \frac{XY}{r^5} \mathbf{r} \quad (4.37)$$

Comme nous l'avons vu dans la Partie 2, la déflexion δ du pilier peut être trouvée en intégrant l'équation 4.38

$$\frac{\partial^4 \delta}{\partial y^4} = \frac{u_x(y)}{L^3 \tilde{U}} \quad \text{où} \quad \tilde{U} = \frac{Ea^4}{\eta L^3} \quad (4.38)$$

avec les conditions aux limites usuelles (Chapitre 3). Pour obtenir la déflexion due à la perturbation, on combine les équations 4.37 et 4.38 :

$$\frac{\partial^4 \delta}{\partial Y^4} = \frac{u'_\chi}{L^3 \tilde{U}} = \frac{\chi XY}{\tilde{\chi} r^5} \quad \text{avec} \quad \tilde{\chi} = \frac{a^4 E}{5\eta \dot{\gamma} R_0^3} \quad (4.39)$$

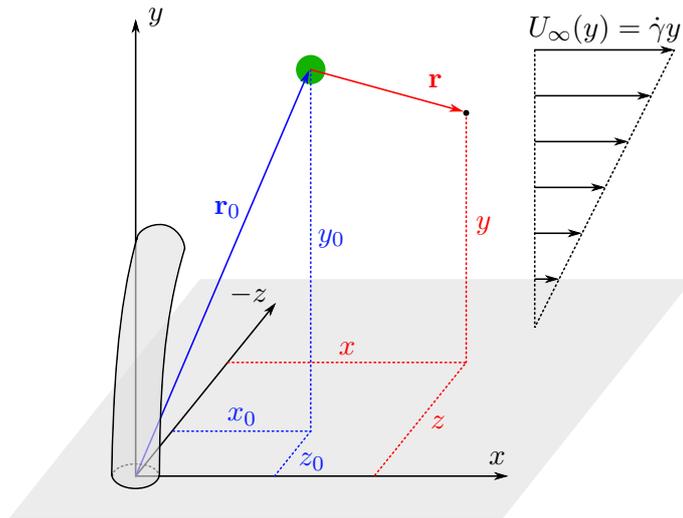


FIGURE 4.20 – Schéma de la situation physique pour une interaction hydrodynamique entre un pilier et une particule dans un écoulement de cisaillement.

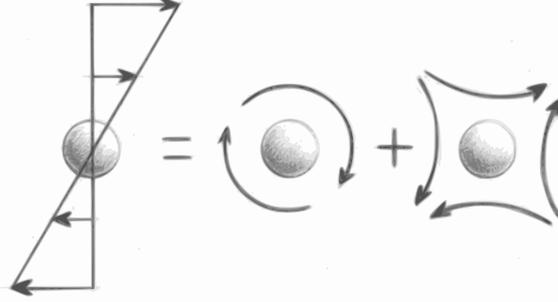


FIGURE 4.21 – Décomposition du gradient de vitesse autour d'une sphère en la somme d'un taux de rotation et d'un taux de déformation, tiré de [178].

où χ représente la variable X ou Z et $\tilde{\chi}$ une longueur caractéristique. On choisit le référentiel tel que la base du pilier est à l'origine du repère. Il faut donc intégrer l'équation adimensionnée

$$\tilde{\chi} \frac{\partial^4 \delta_\chi}{\partial y^4} = \frac{\chi x_0 (y - y_0)}{((y - y_0)^2 + r_0^2 - y_0^2)^{5/2}} \quad (4.40)$$

où δ_χ est la déflexion dans la direction χ et $r_0^2 = x_0^2 + y_0^2 + z_0^2$. L'intégration donne une fonction de y que nous n'allons détailler que pour $y = L$, c'est-à-dire au sommet du pilier

$$\delta_\chi(x_0) = \frac{L^2}{\tilde{\chi}} F_{h\chi}(x_0) \quad (4.41)$$

avec

$$F_{h\chi}(x_0) = \frac{\chi x_0}{6L^2} \left[-\frac{2L^3}{3r_1^3} + \frac{r_0(L - y_1)}{r_0^2 - y_0^2} + \frac{y_1(r_1^2 - L^2)}{r_1(r_0^2 - y_0^2)} + \log \left[\frac{r_0 - y_0}{r_1 - y_1} \right] \right] \quad (4.42)$$

où $y_1 = y_0 - L$ et $r_1^2 = x_0^2 + y_1^2 + z_0^2$. $F_{h\chi}$ est une fonction de x_0 . Pour obtenir l'amplitude du pic correspondant à une position (y_0, z_0) , il faut en prendre la valeur maximale $\max(F_{h\chi})_{x_0}$. L'amplitude de la perturbation hydrodynamique est défini comme le rapport $\max(\delta_\chi)_{x_0} / \delta_0$ où

$$\delta_0 = K_0 \frac{\eta \dot{\gamma} L^5}{Ea^4} \quad (4.43)$$

En utilisant les expressions précédentes, on obtient

$$\frac{\delta_\chi(x_0)}{\delta_0} = \frac{5}{K_0} \left(\frac{R_0}{L} \right)^3 F_{h\chi}(x_0) \quad (4.44)$$

et

$$A_\chi^{kh} = \frac{5}{K_0} \left(\frac{R_0}{L} \right)^3 \max(F_{h\chi})_{x_0} \quad (4.45)$$

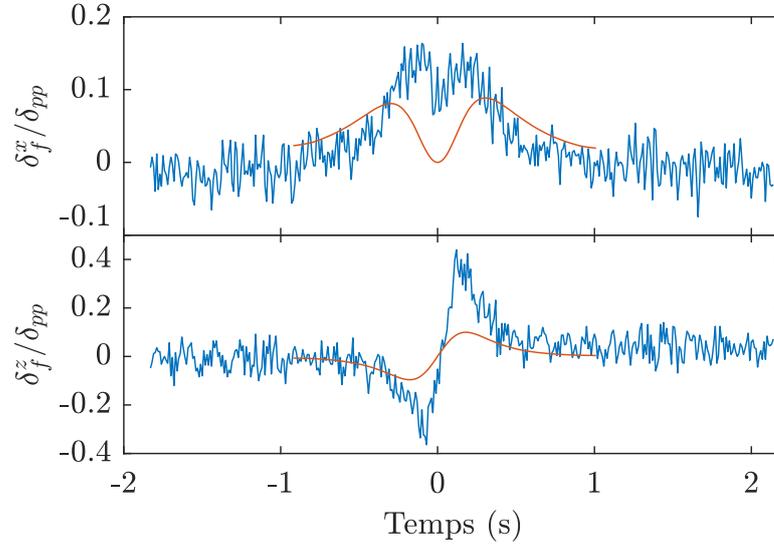


FIGURE 4.22 – δ_f^x / δ_{pp} et δ_f^z / δ_{pp} en fonction du temps selon les axes x - le long de l'écoulement, panel supérieur - et z - perpendiculairement à l'écoulement, panel inférieur. La courbe bleue est le résultat de la mesure et la courbe rouge est le résultat d'un ajustement d'équation αA_χ^{kh} (cf. équation 4.44) avec $\alpha = 10,8$.

L'équation 4.44 est ajustée sur les données de mesure de la Figure 4.22. Nos calculs nous permettent de retrouver qualitativement la forme de la courbe pour les déplacements selon x et z , mais ne permet pas d'attraper l'amplitude de la perturbation mesurée puisque cette dernière est environ un ordre de grandeur plus petite ($\alpha \sim 10$). Cette erreur d'estimation provient vraisemblablement de l'hypothèse faite au départ de cette Partie qui consiste à négliger les termes en $1/r^4$ dans le calcul de la perturbation de l'écoulement. Cette hypothèse ne permet de connaître la forme approximative de la perturbation que lorsque la particule est loin du pilier, mais devient fautive lorsque la particule passe à proximité du pilier, c'est-à-dire lorsque $x_0 \sim 0$ sur la Figure 4.22. Un effort théorique est donc nécessaire pour prendre en compte les effets à proximité de la particule sur l'écoulement.

Par ailleurs, comme les mesures ont été faites avec l'outil positionné à environ $50 \mu\text{m}$ au dessus du sommet du pilier, les effets de bord ne sont probablement pas négligeables. Une façon de traiter correctement ces effets serait d'utiliser la méthode des images que nous décrirons dans le Chapitre 5 dont le but est justement de calculer la perturbation de l'écoulement due à une sphère à proximité d'une paroi.

2.8.c Comparaison des deux interactions

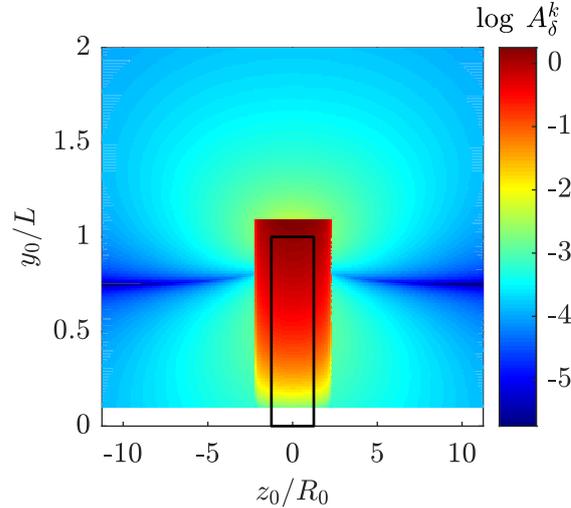


FIGURE 4.23 – Cartographie superposée de A_δ^{kc} (Fig. 4.17) et A_δ^{kh} en fonction de la position du choc pour une bille de $80 \mu\text{m}$ de diamètre. La couleur code la valeur des amplitudes de A_δ . La bordure noire dénote le bord du pilier. La zone blanche représente l'espace où les collisions sont impossibles.

Les valeurs de A_δ^{kh} et A_δ^{kc} sont représentées graphiquement sur la Figure 4.23 en fonction des coordonnées y_0 et z_0 . On constate que l'amplitude des pics dus aux collisions est 2 à 3 ordres de grandeur supérieure à celle des pics dus aux interactions hydrodynamiques. Même lorsque l'on prend en compte l'erreur sur le modèle des interactions à distance, et l'amplitude de ces interactions est plutôt 1 ordre de grandeur plus élevé, cela ne permet pas d'attraper quantitativement l'amplitude des chocs.

2.9 Conclusion sur les milieux hétérogènes

Nous avons vu dans cette Partie que lorsque l'on ajoute des particules à une phase continue, les variations attendues de la viscosité avec la fraction volumique ne sont pas détectables car $\eta/\eta_0 \propto \phi$ et les variations de ϕ sont faibles. Lorsque l'on mesure la déflexion δ d'un pilier sous écoulement de cette même suspension, la valeur moyenne de δ est également peu impactée par la présence des particules. Le rhéomètre et le pilier sont en moyenne identiquement aveugles aux variations de fraction volumique et de taille de particule. Cependant, lorsque l'on s'intéresse de plus près au signal $\delta(t)$, on se rend compte que les particules sont à l'origine de fluctuations qui font augmenter son écart-type. Dans la limite où la suspension est suffisamment peu concentrée, les particules sont indépendantes et on retrouve que σ_δ varie comme $\sqrt{\phi}$ et augmente avec R_0 . Ce résultat indique que la langue

artificielle est capable de discriminer des suspensions de particules pour des fractions volumiques très faible ($< 1\%$) ou lorsque R_0 varie.

D'un point de vue alimentaire, cela signifie que les particules modifient vraisemblablement l'entrée mécanique au niveau des papilles d'une façon invisible pour le rhéomètre. Il est possible que ce type de modification participe à la grande sensibilité dont l'Homme bénéficie pour discriminer en bouche des particules de taille et de fraction volumique différente.

Nous avons aussi proposé deux mécanismes qui tentent d'expliquer comment les particules modifient l'entrée mécanique d'un pilier, selon qu'il y ait ou pas contact entre une particule et un pilier. Nous avons montré ainsi que les collisions entre pilier et particules explique vraisemblablement la plupart du signal et que les interactions à distance sont généralement négligeables. D'un point de vue comportemental, cela signifie que pour qu'une particule soit détectée par la langue, il faut qu'elle en soit à proximité, et la langue est vraisemblablement aveugle aux particules qui sont plus loin qu'une longueur de papille.

Chapitre 5

Effets collectifs

Sommaire

1	Introduction	105
2	Expériences	108
3	Modélisation théorique	111

1 Introduction

Nous avons considéré jusqu'ici la déflexion d'un pilier isolé dans un champ de vitesse non perturbé par la présence de piliers voisins. Que se passe-t-il pour un arrangement dense de piliers ? De manière générale, lorsque qu'un objet (fixe ou mobile) est présent dans un écoulement, il perturbe le champ de vitesse autour de lui et produit un sillage. Lorsque deux objets sont suffisamment loins l'un de l'autre, la superposition de leurs sillages respectifs est négligeable et on peut considérer qu'ils n'interagissent pas hydrodynamiquement. Lorsque les objets se rapprochent, le recouvrement de leurs sillages altère le champ de vitesse à leur voisinage et la force de trainée à laquelle ils sont soumis est donc modifiée. Ce sont par exemple précisément ces interactions hydrodynamiques qui provoquent une diminution de la vitesse de sédimentation de sphères contiguës dans une suspension non-colloïdale [196].

Dans les systèmes biologiques, ces interactions hydrodynamiques se manifestent notamment lors de la nage d'assemblées denses de micro-organismes. Par exemple, les interactions hydrodynamiques entre bactéries motiles confinées dans un milieu perturbent l'écoulement, ce qui en retour modifie l'organisation spatiale des micro-nageurs à longue portée [197]. Ces effets ont été largement étudiés théoriquement [198, 199]. Par exemple, il est bien connu qu'un nageur à bas nombre de Reynolds qui effectue un mouvement réversible dans le temps (dit nageur réciproque) ne peut pas avancer [200], un résultat connu sous le nom de *scallop theorem*. Cependant, Lauga et Bartolo [201] ont montré analytiquement que lorsque les sillages de deux nageurs réciproques se recouvrent suffisamment, ils peuvent avancer.

Dans le cas plus particulier de piliers ancrés à une surface, il existe de nombreux exemples, dans le règne animal, où des réseaux de cils jouent un rôle primordial pour la perception des écoulement hydrodynamiques (localisation d'obstacle ou de proies, détection de courants...) avec d'une part des structures passives, comme les poils des pattes d'araignées et de criquets [134, 135] ou la ligne latérale du poisson [136]. Ces systèmes de cils passifs sont aussi impliqués dans la perception auditive, qui repose sur la réponse de touffes ciliaires de l'oreille interne [202]. Enfin, ces assemblées de cils peuvent aussi être actives, c'est le cas notamment des flagelles de micro-organismes motiles [203, 204].

De nombreux systèmes artificiels, passifs et actifs, directement inspirés du mode de fonctionnement des cils, ont été développés afin de mieux caractériser et modéliser les interactions hydrodynamiques. D'un point de vue technologique, il s'agit également de mettre au point des capteurs d'écoulement, résolus spatialement, ou des dispositifs microfluidiques actifs facilitant le mélange de liquides à bas nombre de Reynolds [205]. Axtmann *et al.* [206] fabriquent des poutres de grand rapport d'aspect (longueur/largeur ~ 10) qu'ils traînent dans du glycérol à des nombres de Reynolds variant entre 1 et 60. Dans leur situation, l'écoulement n'est laminaire que dans la couche limite, et turbulent au-delà. Après avoir caractérisé la déformation d'un pilier isolé, ils regardent l'effet des interactions hydrodynamiques entre un tandem de piliers placés l'un derrière l'autre en faisant varier l'angle entre l'écoulement et l'alignement des deux piliers. Ils montrent ainsi que le pilier en amont, relativement à l'écoulement, se déforme moins qu'un pilier isolé. Leurs résultats montrent par ailleurs que selon l'alignement des piliers par rapport à l'écoulement, il est possible d'amplifier la traînée "ressentie" par celui placé derrière. Pour appuyer leurs résultats, ils résolvent numériquement l'équation de Navier-Stokes autour du premier pilier et somment les contraintes visqueuses pour obtenir la traînée sur le deuxième pilier. Leurs prédictions numériques leur permettent d'expliquer correctement les effets d'un pilier sur l'autre : les interactions hydrodynamiques sont maximales, c'est-à-dire que le pilier aval se défléchit le moins, lorsque les piliers sont placés l'un derrière l'autre selon l'axe de l'écoulement.

Pour comprendre l'effet d'assemblage de piliers sur leur déformation, Alvarado *et al.* [207] ont utilisé un système biomimétique constitué d'un tapis de piliers flexibles implantés avec un angle contrôlé sur la partie mobile d'une géométrie couette d'un rhéomètre. Ils mesurent la dépendance du couple mesuré par le rhéomètre avec la vitesse de rotation de l'outil. Ils montrent que la présence de piliers inclinés sur une surface rend l'écoulement anisotrope : lorsque le flux est orienté dans le sens d'inclinaison des fibres, elles se défléchissent et l'écoulement est facilité, et inversement lorsque

l'on inverse le flux. Ils proposent alors l'utilisation de fibres penchées pour réaliser des diodes ou des pompes dans des puces micro-fluidiques, et émettent l'hypothèse que ces assemblages de piliers permettent de réduire la force de trainée dans les systèmes biologiques. Ils proposent par ailleurs un modèle pour obtenir le champ de vitesse moyenné en tout point en assimilant l'assemblage de fibres à un milieu poreux dans lequel l'équation de Brinkman [208] est valide. Cela leur permet de négliger la pénétration de l'écoulement dans l'assemblage de piliers.

Dans les systèmes artificiels de cils actifs, les interactions hydrodynamiques sont également très étudiées. Coq *et al.* [209] modélisent par exemple des cils actifs en fabriquant des bâtonnets qui portent un moment magnétique répartis selon un réseau carré sur le fond d'une piscine de taille typique de quelques centaines de μm . Sans imposer d'écoulement, ils font précesser les cils en imposant un champ magnétique tournant d'angle constant. Ils observent que lorsque le champ magnétique tourne suffisamment lentement, les sommets des cils décrivent des cercles, et lorsque la fréquence d'excitation augmente, le mouvement des piliers devient de plus en plus dissymétrique, les cercles décrits s'allongeant progressivement en ellipses. Pour expliquer l'origine de ce phénomène, ils s'appuient sur un modèle d'interactions hydrodynamiques développé par Blake [210]. En effectuant une régression de leur loi sur leurs données, ils sont capables de montrer que la dissymétrie est directement liée à des effets géométriques de bord. Leur modèle montre une dépendance avec la densité surfacique de bâtonnets, mais qui n'est pas testée expérimentalement.

Dans la plupart des systèmes décrit ci-dessus, les interactions hydrodynamiques ont un rôle non négligeable dans l'écoulement à proximité des structures allongées lorsque celles-ci sont espacées d'environ 1 à 10 fois leur longueur. Sur la langue, il n'existe pas d'études biomécaniques visant à caractériser les couplages hydrodynamiques entre papilles filiformes. À notre connaissance, les seuls travaux rapportés dans la littérature ont traité le lien entre la densité de papilles fongiformes et l'acuité tactile [66] évaluée dans le cadre d'expériences comportementales. Essick *et al.* [66] ont montré en particulier qu'une plus grande densité de papilles fongiformes permet de discriminer des objets de taille millimétrique.

Sur la langue, les papilles filiformes sont longues d'environ $250 \mu\text{m}$ et leur densité surfacique varie entre 50 et 500 papilles/ cm^2 , ce qui revient à dire que la distance inter-papille varie entre $200 \mu\text{m}$ et 2 mm. Comparativement avec la langue, les systèmes détaillés ci-dessus ont donc des densités surfaciques de cil très supérieures (Tab. 5.1). Par ailleurs, la dépendance prédite avec la densité surfacique n'est pas confrontée aux données expérimentales. Nous allons voir dans la suite de ce Chapitre comment nous avons modélisé théoriquement et expérimentalement cette situation.

	Insectes [134, 135]	Touffes ciliaires [202]	Tapis de cils [207]	Papilles humaines Chapitre 2	Papilles artificielles Chapitre 3
nL^2	100	100	5 - 50	0,1 - 1	0,02

Tableau 5.1 – Valeurs de nL^2 pour quelques systèmes biologiques ou bio-mimétiques comportant des cils passifs, où n est la densité surfacique de cils et L leur longueur.

2 Expériences

2.1 Montage expérimental

Nous utilisons le montage expérimental décrit au Chapitre 2 à l'exception de la caméra. Dans cette partie, la caméra utilisée est une Blackfly S (résolution max 2448x2048 pixels, 12 bits, FLIR). Avec l'objectif x5 utilisé, la résolution spatiale est de $0,7 \mu\text{m}/\text{pixel}$.

2.1.a Fabrication de langues artificielles à haute densité de papilles

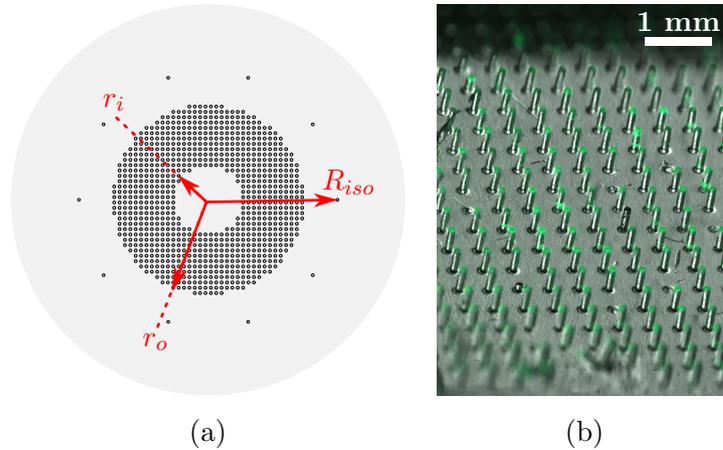


FIGURE 5.1 – (a) Schéma en vue de dessus d'une langue artificielle utilisée pour étudier l'effet de la densité de papilles; $R_{iso} = 15 \text{ mm}$, $r_o = 10 \text{ mm}$ et $r_i = r_o - 10d$ où d est la distance entre deux piliers voisins. (b) Image de microscope à fluorescence d'une portion de langue artificielle décorée d'env. 4 piliers/ mm^2 .

Les langues sont fabriquées de la même façon qu'indiqué au Chapitre 3, en perçant des trous cylindriques dans un moule en plexiglas. Cependant, au lieu de répartir les trous sur l'ensemble de la piscine, ceux-ci sont concentrés dans un anneau de rayon externe r_o et interne r_i , selon un réseau carré.

L'intérêt de cette concentration est de réduire la durée de fabrication des langues. Par ailleurs, 10 trous sont percés le long d'un cercle de rayon R_{iso} qui serviront à fabriquer les piliers isolés (Fig. 5.1.a). Le démoulage de telles langues est complexe car c'est l'étape pendant laquelle les piliers risquent d'être arrachés et doit donc être réalisé avec une précaution supplémentaire pour éviter les erreurs de mesure. En pratique, les langues sont écartées si elles comportent plus de 5% de piliers détériorés.

Plusieurs langues sont fabriquées, pour lesquelles la densité numérique n de piliers concentrés varie entre 1 et 10 mm^{-2} . À titre de comparaison, la densité des piliers isolés est de l'ordre de $0,04 \text{ mm}^{-2}$. Nous discuterons plus loin pourquoi à cette densité, on peut considérer que les piliers sont isolés et indépendants les uns des autres. Pour ces langues, seul le PDMS-B est utilisé, car c'est celui pour lequel le démoulage est le plus aisé. La Figure 5.1.b montre un exemple d'image de langue artificielle décorée de piliers répartis à $n = 4 \text{ mm}^{-2}$. On peut remarquer sur cette image les quelques piliers manquant, vraisemblablement arrachés pendant l'étape de démoulage.

2.1.b Mesures

Chaque expérience consiste à caractériser la réponse d'un pilier avec un liquide newtonien de viscosité connue. Les expériences sont menées par paire de pilier isolé - pilier en milieu dense. Les liquides utilisés sont des mélanges de glycérol et d'eau avec des viscosités variant entre 0,1 et 0,8 Pa.s, mesurées indépendamment avec le rhéomètre en géométrie plan-plan. Un pilier isolé est d'abord sélectionné en fonction de son intégrité physique et de celle de son voisinage : il doit être droit et décoré de billes fluorescentes en son sommet, ainsi que de l'intensité de la fluorescence émise. L'intensité de fluorescence est un critère important car elle détermine la qualité du contraste de l'image, et donc celle de la corrélation d'image. La position verticale de son sommet est mesurée comme expliqué à la Partie 3.2.a (page 54) en descendant progressivement l'outil rotatif jusqu'à observer le contact. La position radiale de la papille choisie est obtenue comme nous l'avons expliqué à la Partie 3.2.b (page 54) à l'aide d'une mire comportant des cercles concentriques espacés de $500 \mu\text{m}$ dont le centre coïncide avec le centre de rotation de l'outil de mesure. À l'aide de la platine de déplacement radial sur lequel il est fixé, le dispositif d'imagerie est déplacé à la position radiale $(r_i + r_o)/2$ et un pilier est choisi autour de cette position. Ses positions verticale et radiale sont alors mesurées. Toutes les mesures sont faites à $H = 4 \text{ mm}$ constant.

Comme au Chapitre 3, chaque mesure est constitué d'une étape sans

rotation pour mesurer la position au repos du pilier, puis d'une rampe en vitesse de rotation de 10 étapes successives d'une durée de 10 s chacune. Pour chaque langue, les mesures sont répétées 6 fois pour mesurer les réponses de 3 piliers isolés et de 3 piliers dans la région de haute densité.

Nous avons vu au Chapitre 2 que la déflexion δ d'un pilier isolé peut s'écrire

$$\delta = \kappa_0 \sigma \quad \text{avec} \quad \kappa_0 = K_0 \frac{L^5}{Ea^4} \quad \text{et} \quad \sigma = \eta \frac{r\omega}{H} \quad (5.1)$$

dans la mesure où $\delta \ll L$, $Re \ll 1$ et en négligeant les interactions hydrodynamiques entre piliers. Dans l'équation ci-dessus, K_0 est un facteur numérique issu de la calibration du pilier avec un fluide newtonien de viscosité connue comme présenté à la Partie 3.4 (voir page 58). Nous avons vu que la variabilité de κ est moindre entre piliers d'une même langue qu'entre piliers de langues différentes. C'est la raison pour laquelle chaque langue de cette étude comporte des piliers isolés pour évaluer la valeur de κ à densité nulle ($n = 0,04 \text{ mm}^{-2}$) que nous appellerons κ_0 . Pour comparer nos résultats entre les différentes langues, les valeurs de δ sont donc normalisées par κ_0 .

2.2 Résultats

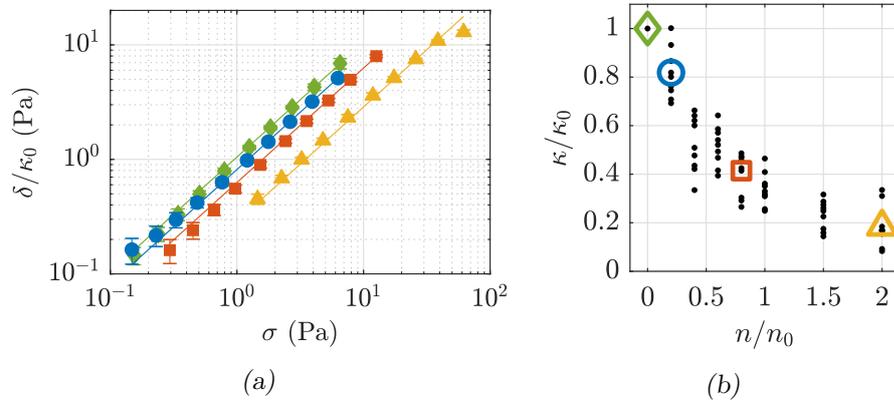


FIGURE 5.2 – (a) Déflexion normalisée δ/κ_0 en fonction de la contrainte appliquée σ pour quatre densités numériques n de piliers. Les losanges verts, les disques bleus, les carrés oranges et les triangles jaunes correspondent à des densités $n = 0,04$; 1 ; 4 et 10 mm^{-2} respectivement. Les lignes continues sont les résultats de régressions linéaires dont la pente est κ . (b) Rapport κ/κ_0 en fonction de la densité normalisée de pilier n/n_0 avec $n_0 = 1/L^2$. Les points noirs représentent les mesures faites pour chaque densité. Les symboles de couleur entourent les points correspondant aux mesures tracées sur (a).

Sur la Figure 5.2a sont tracés les résultats des mesures de déflexion

pour 4 densités typiques de piliers. Cette figure montre que la valeur de δ/κ_0 varie linéairement avec σ quelque soit la densité, mais que la valeur du rapport des pentes κ/κ_0 diminue lorsque la densité augmente, ce qui signifie que les piliers au milieu de la zone concentrée se défléchissent moins que ceux isolés. La Figure 5.2b montre la dépendance du rapport κ/κ_0 avec le rapport n/n_0 où $n_0 = 1/L^2$ est la densité caractéristique pour laquelle les piliers sont éloignés les uns des autres d'une longueur L . Pour chaque densité, chaque point noir correspond à une des 3×3 possibilités de comparaison entre pilier isolé et pilier en zone dense. Le point pour $n/n_0 \approx 0,01$, correspondant au cas des piliers isolés, a été rajouté par souci de clarté. La Figure montre que la valeur κ/κ_0 diminue avec n , ce qui signifie que plus les piliers sont proches les uns des autres, moins ils se défléchissent.

Par la suite, on remplacera le rapport κ/κ_0 par δ/δ_0 car ils sont égaux. Nous allons voir dans la partie suivante deux modèles qui permettent d'expliquer la dépendance de δ/δ_0 avec n .

3 Modélisation théorique

Comme nous l'avons vu dans la Partie 2 (page 41), la déflexion δ du pilier sous écoulement peut être calculée en intégrant l'équation adimensionnée

$$\frac{\partial^4 \delta}{\partial y^4} = u_x(y) \quad (5.2)$$

où y est l'axe du pilier et $u_x(y)$ la vitesse du fluide sans pilier selon l'axe transversal du pilier à la hauteur y , avec les conditions aux limites suivantes

$$\begin{cases} \delta(y=0) & = 0 \\ \delta_s(y=0) & = 0 \end{cases} \quad (5.3)$$

car la base du pilier est ancré dans la langue, et

$$\begin{cases} \delta_{ss}(y=L) & = 0 \\ \delta_{sss}(y=L) & = 0 \end{cases} \quad (5.4)$$

car le sommet du pilier est laissé libre. Dans les équations 5.3 et 5.4, chaque indice s indique une dérivation partielle par rapport à l'abscisse curviligne s le long du pilier, avec $s = 0$ en base de pilier. Pour calculer la forme du pilier sous écoulement, il faut connaître le champ de vitesse. En l'absence de piliers, le champ de vitesse peut être calculé en résolvant l'équation de Stokes (cf. Chapitre 3, page 39) :

$$\Delta \mathbf{u} = 0 \implies u_x(y) = \dot{\gamma}y \quad (5.5)$$

Lorsqu'à l'inverse, on prend en compte la présence des piliers, le champ de vitesse est modifié et deux approches sont possibles pour l'évaluer : La première approche consiste à sommer les perturbations dues à chaque pilier pour obtenir le champ de vitesse global. La deuxième approche, phénoménologique, proposée par Alvarado *et al.* [207], consiste à assimiler l'assemblage de pilier comme un milieu poreux et d'en tirer une vitesse moyennée dans l'arrangement de pilier.

3.1 Calcul du couplage entre piliers

Les calculs ont été faits par Éric Lauga dans le cadre d'une collaboration [168]. Nous reportons ici ces calculs. Cette approche consiste à calculer la perturbation de l'écoulement due à un pilier p sur un pilier q (Fig. 5.4), puis à additionner l'ensemble de ces perturbations pour obtenir le champ de vitesse total au niveau du pilier q . L'issue de ce calcul nous servira à évaluer la valeur de δ qui en résulte en utilisant l'équation 5.2. Nous avons utilisé ce modèle pour évaluer la déflexion dans des réseaux carrés de densité variable.

3.1.a Perturbation due à un pilier

Lorsque l'écoulement a lieu, chaque pilier se déforme à cause de la force de traînée, qui est dans le sens de U , la vitesse du plateau supérieur. Chacun de ces piliers réagit alors en exerçant une force égale mais de sens opposé sur le fluide. Le flux induit par un pilier unique peut être calculé comme résultant de la superposition des forces ponctuelles le long du pilier. La forme de l'écoulement de Stokes dû à une force ponctuelle $\mathbf{F} = F\mathbf{e}_x$ à la hauteur $y = h$ de la base du pilier est donnée par [211] :

$$\mathbf{u}_F(\mathbf{r}) = \frac{F}{8\pi\eta} \left[\frac{\mathbf{e}_x}{r} + \frac{(\mathbf{e}_x \cdot \mathbf{r})\mathbf{r}}{r^3} \right] \mathbf{e}_x \quad (5.6)$$

où \mathbf{r} est le vecteur reliant le point d'application de la force ponctuelle sur le pilier à la position dans le fluide à laquelle on calcule le champ de vitesse.

Pour prendre en compte la condition de non-glissement ($u = 0$) à la paroi sur laquelle sont ancrés les piliers, on utilise la méthode des images proposée par Blake et Chwang [210, 212]. Ce raisonnement consiste à considérer le système hydrodynamique image comme schématisé à la Figure 5.3 : Pour chaque force ponctuelle F qui s'exerce en $y = h$ au dessus de la base du pilier, le système hydrodynamique image comporte trois termes représentés par les singularités à la position $y = -h$:

1. Une force ponctuelle de force $-F\mathbf{e}_x$ de sens opposé à la force ponctuelle originale

$$\mathbf{u}_F(\hat{\mathbf{r}}) = -\frac{F}{8\pi\eta} \left[\frac{\mathbf{e}_x}{\hat{r}} + \frac{(\mathbf{e}_x \cdot \hat{\mathbf{r}})\hat{\mathbf{r}}}{\hat{r}^3} \right] \mathbf{e}_x \quad (5.7)$$

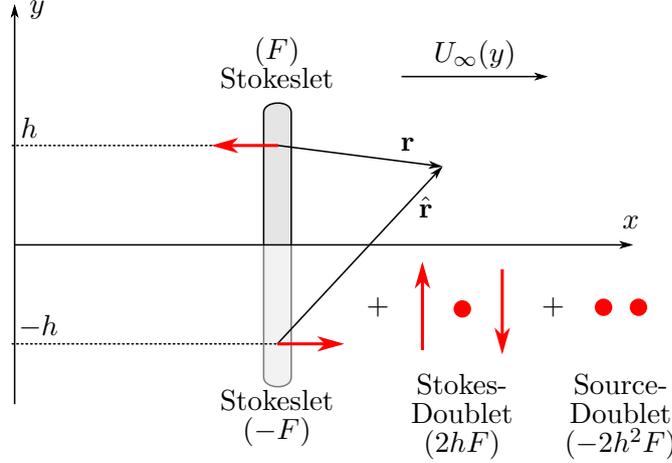


FIGURE 5.3 – Représentation schématique du système des images utilisé pour prendre en compte l'influence de la paroi sur le champ de vitesse, adapté de [212].

2. Un dipole de force de force $2hF$ dont le champ de vitesse [211] est donné par

$$\mathbf{u}_{FD}(\hat{\mathbf{r}}) = \frac{hF}{4\pi\eta} \left[\frac{(\mathbf{e}_x \times \mathbf{e}_y) \times \hat{\mathbf{r}}}{\hat{r}^3} - \frac{(\mathbf{e}_x \cdot \mathbf{e}_y)\hat{\mathbf{r}}}{\hat{r}^3} + \frac{3(\mathbf{e}_x \cdot \hat{\mathbf{r}})(\mathbf{e}_y \cdot \hat{\mathbf{r}})\hat{\mathbf{r}}}{\hat{r}^5} \right] \quad (5.8)$$

3. Un dipole de source dont le champ de vitesse [211] est donné par

$$\mathbf{u}_{SD}(\hat{\mathbf{r}}) = \frac{h^2F}{2\pi\eta} \left[\frac{\mathbf{e}_x}{\hat{r}^3} + \frac{3(\mathbf{e}_x \cdot \hat{\mathbf{r}})\hat{\mathbf{r}}}{\hat{r}^5} \right] \mathbf{e}_x \quad (5.9)$$

où $\hat{\mathbf{r}}$ est le vecteur joignant le point d'application de la force ponctuelle $-F$ du système image avec le point auquel on souhaite évaluer la perturbation de vitesse, et où le symbole \times désigne le produit vectoriel. Le champ de vitesse total est alors donné par la somme du champ dû à la force ponctuelle originale (équation 5.6) et des trois singularités de l'autre côté de la paroi. À une distance supérieure à la longueur typique du problème, ici L , cette somme peut être simplifiée [212] et le champ de vitesse total en \mathbf{r} dû à une force ponctuelle F appliquée en $y = h$ sur le pilier vaut

$$\mathbf{u}_h(\mathbf{r}) \approx \frac{3hF}{4\pi\eta} \frac{xy\mathbf{r}}{r^5} \quad (5.10)$$

On considère maintenant la force ponctuelle du pilier p produisant une force \mathbf{F}_p sur le fluide d'amplitude F_p . On appelle $\mathbf{r}_{pq} = (x_q - x_p)\mathbf{e}_x + (z_q - z_p)\mathbf{e}_z$ le vecteur pointant du pilier p au pilier q dans le plan (x, z) (Fig. 5.4). À partir de l'équation 5.10, on peut obtenir la perturbation de l'écoulement

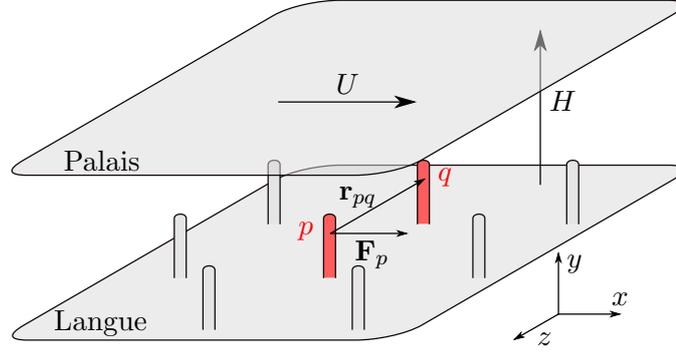


FIGURE 5.4 – Schéma du système langue-palais avec les caractéristiques géométriques utilisées pour le calcul microscopique.

que provoque le pilier p sur le pilier q :

$$\mathbf{u}_{p \rightarrow q}(\mathbf{r}) \approx \frac{3h}{4\pi\eta} \frac{\mathbf{F}_p \cdot \mathbf{e}_{pq}}{r_{pq}^3} y \mathbf{e}_{pq} \quad (5.11)$$

où \mathbf{F}_p est la force de trainée du pilier p , \mathbf{e}_{pq} est le vecteur unité allant du pilier p vers le pilier q et r_{pq} la distance entre les piliers p et q .

La perturbation \mathbf{u} de champ de vitesse induit par un pilier est égale à la somme de toutes les perturbations \mathbf{u}_h à la hauteur h avec $h \in [0, L]$. Ce champ de vitesse s'écrit de façon générique

$$\mathbf{u}(\mathbf{r}) = \frac{1}{L} \int_0^L \mathbf{u}_h(\mathbf{r}) dh \quad (5.12)$$

En utilisant l'équation 5.11, on peut obtenir la perturbation totale du champ de vitesse du pilier p sur le pilier q :

$$\mathbf{u}_{p \rightarrow q}(\mathbf{r}) = \frac{3}{4\pi\eta} \frac{\left(\int_0^L h \mathbf{f}_p(h) dh \right) \cdot \mathbf{e}_{pq}}{r_{pq}^3} y \mathbf{e}_{pq} \quad (5.13)$$

L'écoulement étant caractérisé par $u_x(y) = \dot{\gamma}y$, la force par unité de longueur est donc donnée par $\mathbf{f}_p(h) = -4\pi\eta\dot{\gamma}h\mathbf{e}_x$. Après évaluation de l'intégrale de l'équation 5.13, on obtient le champ de vitesse due au pilier p au niveau du pilier q :

$$\boxed{\mathbf{u}_{p \rightarrow q}(\mathbf{r}) = -\dot{\gamma}yL^3 \frac{(\mathbf{e}_x \cdot \mathbf{e}_{pq}) \mathbf{e}_{pq}}{r_{pq}^3}} \quad (5.14)$$

3.1.b Perturbation due à plusieurs piliers

La perturbation totale sur le pilier q due à la présence des piliers voisins est la somme de toutes les perturbations dues au pilier $p \neq q$

$$\mathbf{u}_q(\mathbf{r}) = \sum_{p \neq q} \mathbf{u}_{p \rightarrow q}(\mathbf{r}) = -\dot{\gamma} y L^3 \sum_{p \neq q} \frac{(\mathbf{e}_x \cdot \mathbf{e}_{pq}) \mathbf{e}_{pq}}{r_{pq}^3} \quad (5.15)$$

La déflexion du pilier q est donné par l'intégration de l'équation 5.2 en prenant en compte le champ de vitesse que "voit" le pilier :

$$\frac{d^4 \delta_q}{dy^4} = \frac{\dot{\gamma} y}{\frac{Ea^4}{\eta}} \left[\mathbf{e}_x - L^3 \sum_{p \neq q} \frac{(\mathbf{e}_x \cdot \mathbf{e}_{pq}) \mathbf{e}_{pq}}{r_{pq}^3} \right] \quad (5.16)$$

Le terme entre crochets est indépendant de y . L'intégration de l'équation 5.16 donne $\delta_q(y) = |\delta_q(y)|$ dont la valeur pour $y = L$ est

$$\frac{\delta}{\delta_0} = \left| \mathbf{e}_x - L^3 \sum_{p \neq q} \frac{(\mathbf{e}_x \cdot \mathbf{e}_{pq}) \mathbf{e}_{pq}}{r_{pq}^3} \right| \quad (5.17)$$

où

$$\delta_0 = K_0 \frac{\eta \dot{\gamma} L^5}{Ea^4} \quad (5.18)$$

3.1.c Réseau carré de piliers

Dans le cas d'un réseau carré, la somme dans l'équation 5.17 peut être calculée analytiquement. Pour simplifier le calcul, nous ne considérerons que les perturbations selon l'axe de l'écoulement, c'est-à-dire selon \mathbf{e}_x . On considère le réseau carré représenté à la Figure 5.5 où les piliers sont numérotés grâce aux coordonnées i et j . On va calculer la somme des interactions du pilier en rouge avec tous ses voisins. On suppose que l'écoulement est selon \mathbf{e}_x qui fait un angle θ avec \mathbf{e}_{10} , qui est le vecteur unité pointant dans la direction de l'axe i . De la même façon \mathbf{e}_{01} est le vecteur pointant dans la direction de l'axe j . Ces deux vecteurs peuvent être reliés au vecteur \mathbf{e}_x et \mathbf{e}_z selon les relations suivantes

$$\mathbf{e}_{10} = \cos \theta \mathbf{e}_x - \sin \theta \mathbf{e}_z \quad (5.19)$$

$$\mathbf{e}_{01} = \sin \theta \mathbf{e}_x + \cos \theta \mathbf{e}_z \quad (5.20)$$

La projection de l'équation 5.17 sur \mathbf{e}_x donne

$$\frac{\delta}{\delta_0} = 1 - \frac{1}{d^3} \sum_{i^2+j^2 \neq 0} S_{ij} \quad \text{avec} \quad S_{ij} = \frac{(\mathbf{e}_x \cdot \mathbf{e}_{ij})^2}{r_{ij}^3} \quad (5.21)$$

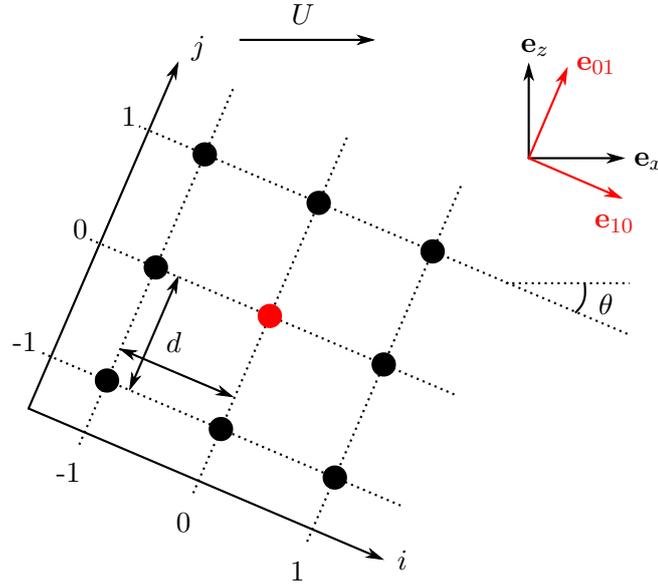


FIGURE 5.5 – Schéma du réseau utilisé pour le calcul de l'équation 5.17 (vue de dessus).

On peut exprimer \mathbf{r}_{ij} et \mathbf{e}_{ij} sur la base appropriée au réseau :

$$\mathbf{r}_{ij} = i\mathbf{e}_{10} + j\mathbf{e}_{01} \quad \text{et} \quad \mathbf{e}_{ij} = \frac{\mathbf{r}_{ij}}{r_{ij}} \quad (5.22)$$

ou d est le paramètre de maille du réseau carré. On obtient ainsi :

$$\mathbf{e}_x \cdot \mathbf{e}_{ij} = \frac{i \cos \theta + j \sin \theta}{\sqrt{i^2 + j^2}} \quad \text{et} \quad S_{ij} = \frac{(i \cos \theta + j \sin \theta)^2}{(i^2 + j^2)^{5/2}} \quad (5.23)$$

On a finalement

$$\frac{\delta}{\delta_0} = 1 - S \frac{L^3}{d^3} = 1 - S \left(\frac{n}{n_0} \right)^{3/2} \quad \text{avec} \quad S = \sum_{i^2 + j^2 \neq 0} S_{ij} \quad (5.24)$$

On cherche maintenant à calculer S que l'on va décomposer en une somme de 4 termes principaux :

$$S = \sum_{i^2 + j^2 \neq 0} S_{ij} \quad (5.25)$$

$$= \sum_{i \in \mathbb{Z}^*} S_{i0} + \sum_{j \in \mathbb{Z}^*} S_{0j} + \sum_{i > 0} \sum_{j \in \mathbb{Z}^*} S_{ij} + \sum_{i < 0} \sum_{j \in \mathbb{Z}^*} S_{ij} \quad (5.26)$$

$$= S_{j=0} + S_{i=0} + S_{i>0} + S_{i<0} \quad (5.27)$$

L'évaluation des 2 premiers termes donne

$$S_{j=0} = \sum_{i \in \mathbb{Z}^*} S_{i0} = \sum_{i \in \mathbb{Z}^*} \frac{\cos^2 \theta}{|i|^3} = 2 \sum_{i=1}^{\infty} \frac{\cos^2 \theta}{i^3} \quad (5.28)$$

$$S_{i=0} = \sum_{j \in \mathbb{Z}^*} S_{0j} = \sum_{j \in \mathbb{Z}^*} \frac{\sin^2 \theta}{|j|^3} = 2 \sum_{j=1}^{\infty} \frac{\sin^2 \theta}{j^3} \quad (5.29)$$

Donc leur somme vaut

$$S_{i=0} + S_{j=0} = 2 \sum_{i=1}^{\infty} \frac{1}{i^3} \quad (5.30)$$

On peut décomposer aussi le terme suivant

$$S_{i>0} = \sum_{i>0} \sum_{j \in \mathbb{Z}^*} S_{ij} \quad (5.31)$$

$$= \sum_{i>0} \left[\sum_{j<0} S_{ij} + \sum_{j>0} S_{ij} \right] \quad (5.32)$$

$$= \sum_{i>0} \sum_{j>0} [S_{ij} + S_{i-j}] \quad (5.33)$$

$$= \sum_{i>0} \sum_{j>0} \left[\frac{(i \cos \theta + j \sin \theta)^2}{(i^2 + j^2)^{5/2}} + \frac{(i \cos \theta - j \sin \theta)^2}{(i^2 + j^2)^{5/2}} \right] \quad (5.34)$$

$$= 2 \sum_{i>0} \sum_{j>0} \frac{i^2 \cos^2 \theta + j^2 \sin^2 \theta}{(i^2 + j^2)^{5/2}} \quad (5.35)$$

On a alors $S_{i>0} = S_{i<0}$ car tout les termes i et j de la somme sont au carré. Enfin, on remarque que dans la somme $S_{i>0}$, à chaque couple (i, j) , on peut faire correspondre un autre couple (j, i) , ce qui implique que

$$S_{i>0} = 2 \sum_{i>0} \sum_{j>0} \frac{i^2 \cos^2 \theta + j^2 \sin^2 \theta}{(i^2 + j^2)^{5/2}} \quad (5.36)$$

$$= \sum_{i>0} \sum_{j>0} \left[\frac{i^2 \cos^2 \theta + j^2 \sin^2 \theta}{(i^2 + j^2)^{5/2}} + \frac{j^2 \cos^2 \theta + i^2 \sin^2 \theta}{(j^2 + i^2)^{5/2}} \right] \quad (5.37)$$

$$= \sum_{i>0} \sum_{j>0} \frac{i^2 + j^2}{(i^2 + j^2)^{5/2}} \quad (5.38)$$

$$= \sum_{i>0} \sum_{j>0} \frac{1}{(i^2 + j^2)^{3/2}} \quad (5.39)$$

La somme S peut finalement s'exprimer de la façon suivante

$$S = 2 \left[\sum_{i,j=1}^{\infty} \frac{1}{(i^2 + j^2)^{3/2}} + \sum_{i=1}^{\infty} \frac{1}{i^3} \right] = 2 \sum_{i=0}^{\infty} \sum_{j=1}^{\infty} \frac{1}{(i^2 + j^2)^{3/2}} \quad (5.40)$$

et la valeur de la somme, calculée numériquement pour les 1000 premiers termes, est égale à $\approx 4,5$.

Ce résultat soulève deux remarques. D'abord, la dépendance en θ n'apparaît pas dans la somme finale, ce qui indique que l'orientation du réseau n'a aucune influence sur l'effet des interactions hydrodynamiques. Ensuite, le calcul des premiers termes de la somme montre à quel point cette influence décroît vite avec la distance au pilier considéré. En effet, sommé sur juste les premiers voisins ($i = j = 1$), $S \approx 2,7$, soit plus de 60% de sa valeur évaluée. Dans le cas de notre expérience, la valeur était fixée à 5 voisins, ce qui donne une valeur égale à 4,0 soit près de 90% de la valeur évaluée avec 1000 termes. Nous avons donc sous-estimé la valeur du raidissement collectif d'environ 10%.

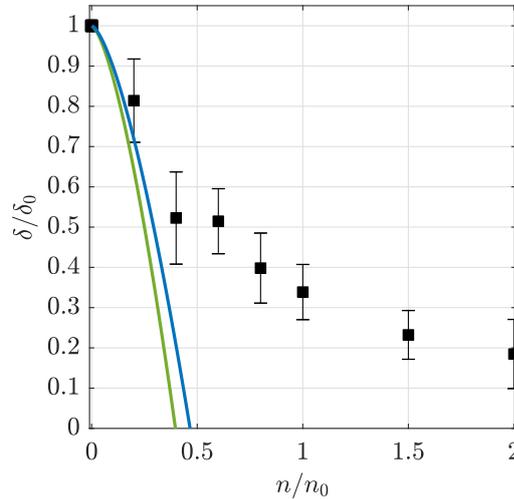


FIGURE 5.6 – Rapport δ/δ_0 en fonction de la densité numérique de pilier n . Les carrés noirs représentent les moyennes des 9 points pour chaque densité et les barres d'erreur correspondent à la déviation standard sur ces 9 points. La courbe verte est le résultat de l'équation 5.24 avec $S = 4$ (réseau carré) et la courbe bleue celui de l'équation 5.43 (limite continue).

3.1.d Limite continue

Une autre façon, plus simple, de calculer la somme de l'équation 5.17 est de considérer la limite continue, en la remplaçant par une intégrale. Ce calcul permet notamment de rester vrai quelque soit l'organisation du réseau de piliers. Pour ce faire, on utilise les coordonnées cylindriques ($\mathbf{e}_r, \mathbf{e}_\theta$) et on appelle r la distance au centre du pilier considéré. En appelant n la densité

numérique de piliers, la somme devient :

$$\mathbf{e}_x - \int_0^{2\pi} \int_d^\infty n \left(\frac{L}{r}\right)^3 r \cos \theta \mathbf{e}_r \, dr d\theta \quad (5.41)$$

Par symétrie, la direction de ce terme est selon x et sa projection donne

$$\frac{\delta}{\delta_0} = 1 - nL^3 \left[\int_0^{2\pi} \cos^2 \theta d\theta \right] \left[\int_d^\infty \frac{dr}{r^2} \right] = 1 - \pi \frac{nL^3}{d} \quad (5.42)$$

Soit finalement

$$\frac{\delta}{\delta_0} = 1 - \pi \left(\frac{n}{n_0}\right)^{3/2} \quad (5.43)$$

On retrouve bien la même dépendance de δ/δ_0 en fonction de n/n_0 .

Les équations 5.17 et 5.43 sont comparées avec les données à la Figure 5.6. On remarque que l'accord du modèle avec nos données est loin d'être satisfaisant, mais que $n_0 = 1/L^2$ semble être une densité caractéristique acceptable. Nos expériences n'ont pas été faites pour $n \ll n_0$, et des données expérimentales supplémentaires sont donc requises pour tester ce modèle à basse densité.

Notons enfin que toutes les mesures de déflexion de piliers en milieu dense sont comparées à celles faites pour un pilier isolé. Rappelons cependant que nous avons considéré qu'à un pilier isolé correspondait une densité $n = 0,04 \text{ mm}^{-2}$. Ce choix peut être validé théoriquement *a posteriori*. En effet, en utilisant l'Eq. 5.43, on obtient que $\delta(n = 0,04 \text{ mm}^{-2}) \approx 0,998\delta(n = 0)$. Une vérification expérimentale est cependant nécessaire pour valider pleinement cette hypothèse.

Afin d'étendre le modèle à de plus grandes densité, nous avons considéré une autre approche précédemment décrite [213], qui consiste à considérer l'assemblée de pilier comme un milieu poreux dans lequel l'écoulement est ralenti. Nous allons décrire ici comment Alvarado *et al.* [207] ont évalué la vitesse moyenne de l'écoulement dans une assemblée de piliers proches les uns des autres.

3.2 Approche phénoménologique

3.2.a Description

Alvarado *et al.* [207] ont calculé le flux moyen à l'intérieur d'un assemblage dense de piliers déformables. Leur approche consiste à résoudre l'équation de Brinkman, qui n'est autre que l'équation de Stokes dans laquelle on rajoute un terme originaire de l'équation de Darcy [214] qui prend

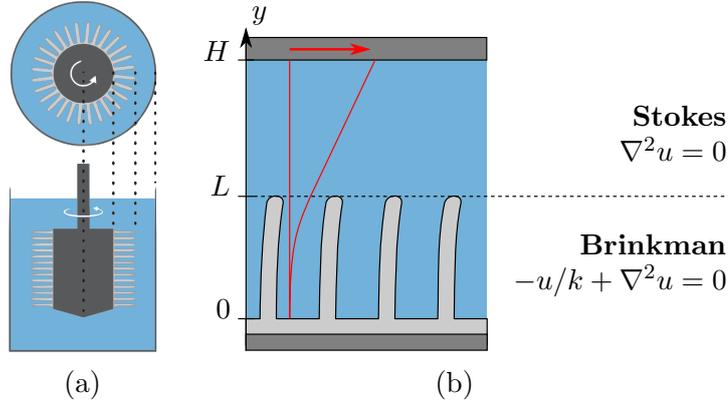


FIGURE 5.7 – (a) Schéma de la géométrie Taylor-Couette utilisée par Alvarado et al. [207]. La sonde interne (grid foncé) est recouverte d'un assemblage de fibres en élastomère (gris clair) et plongée dans un liquide (bleu). (b) Schéma en coupe de la géométrie montrant le champ de vitesse en fonction de la position verticale y .

en compte l'effet de la porosité (Fig. 5.7) :

$$-\frac{u}{k} + \nabla^2 u = 0 \quad (5.44)$$

où $k = \lambda^2$ est la perméabilité et λ la taille typique des pores. Par ailleurs, on suppose que la vitesse ne dépend que de y , qui décrit la coordonnée le long du pilier. L'équation devient donc

$$\frac{\partial^2 u}{\partial y^2} - \frac{u}{\lambda^2} = 0 \quad (5.45)$$

3.2.b Résolution

Au dessus de l'arrangement de pilier, pour $y \geq L$, la vitesse est calculée avec l'équation de Stokes ($\nabla^2 u = 0$). Pour $y \leq L$, on utilise l'équation de Brinkman ($\nabla^2 u - u/k = 0$). En imposant la continuité de la vitesse du fluide pour $y = L$ et avec la condition de non-glissement en $y = 0$, la résolution de cette équation donne la forme de la vitesse valable dans l'assemblée de piliers pour une hauteur inférieure à L :

$$u(y) = U \frac{\lambda \sinh(y/\lambda)}{(H-L) \cosh(L/\lambda) + \lambda \sinh(L/\lambda)} \quad 0 < y < L \quad (5.46)$$

où U est la vitesse du plan supérieur. Pour alléger les notations, on adimensionne les longueurs par L :

$$u(y) = U \frac{\lambda \sinh(y/\lambda)}{(H-1) \cosh(1/\lambda) + \lambda \sinh(1/\lambda)} \quad 0 < y < 1 \quad (5.47)$$

En combinant les équations 5.47 et 5.2, et en utilisant les mêmes conditions initiales que dans le cas du pilier unique

$$\begin{cases} \delta(y=0) & = 0 \\ \delta_s(y=0) & = 0 \end{cases} \quad (5.48)$$

car la base du pilier est ancré dans la langue, et

$$\begin{cases} \delta_{ss}(y=L) & = 0 \\ \delta_{sss}(y=L) & = 0 \end{cases} \quad (5.49)$$

car le sommet du pilier est laissé libre, on obtient la relation suivante :

$$\frac{\delta}{\delta_0} = \frac{1}{K_0} \frac{\lambda^5 \sinh(1/\lambda) - \lambda^4 - (\lambda^3/2) \sinh(1/\lambda) + (\lambda^2/3) \cosh(1/\lambda)}{(1 - 1/H) \cosh(1/\lambda) + (\lambda/H) \sinh(1/\lambda)} \quad (5.50)$$

où

$$\delta_0 = K_0 \frac{\eta UL^3}{HEa^4} \quad (5.51)$$

est la déflexion d'un pilier isolé, comme vu au Chapitre 3.

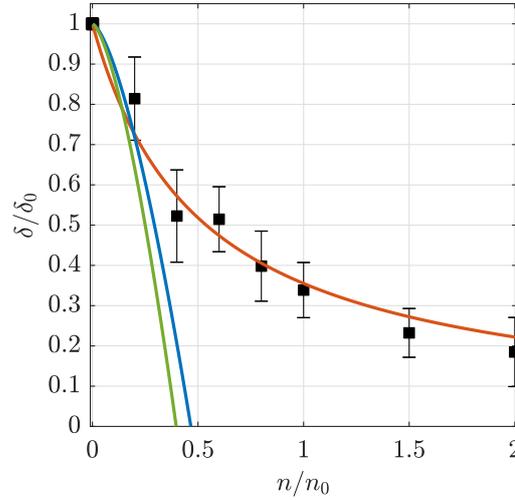


FIGURE 5.8 – Rapport δ/δ_0 en fonction de la densité numérique de pilier n . Les carrés noirs sont les moyennes des 9 points pour chaque densité et les barres d'erreur correspondent à la déviation standard sur ces 9 points. La courbe orange est le résultat d'un ajustement des données avec l'équation 5.50 avec $\lambda = \alpha/\sqrt{n}$ où $\alpha = 0,43 \pm 0,05$. La courbe verte est l'équation 5.24 avec $S = 4$ et la courbe bleu l'équation 5.43.

Pour pouvoir relier l'équation 5.50 à nos résultats, il faut définir quelle est la taille de la porosité λ dans notre cas. Alvarado *et al.* [207] définissent celle-ci comme $\lambda = d - a$ où d est la distance centre à centre entre deux

piliers voisins, qui correspond à la plus petite distance d'un réseau hexagonal de pilier. Dans notre système, nous avons choisi d'arranger les piliers selon un réseau carré et la définition qu'utilisent Alvarado *et al.* ne peut donc pas être utilisée ici. Pour leurs simulations numériques, Nazockdast *et al.* [213] définissent la perméabilité $k = \lambda^2 = (n/\alpha^2)^{-1}$ où n est la densité numérique de pilier et α une constante issue de la régression du coefficient de traînée sur un pilier en fonction de la densité de piliers l'entourant. Nous avons donc choisi de définir de la même façon la dimension typique des pores $\lambda = \alpha/\sqrt{n}$ où α est le paramètre d'ajustement. Le résultat de l'ajustement donne $\alpha = 0,43 \pm 0,05$, qui est donc d'ordre 1. Ce résultat apporte une nouvelle preuve que $n_0 = 1/L^2$ est bien la densité caractéristique du problème, et nous permet aussi de justifier l'hypothèse disant qu'un pilier de densité surfacique $n/n_0 \approx 0,01$ peut être considéré comme isolé.

La Figure 5.8 montre la comparaison entre les données, et le résultat de chacune des approches. Alors que l'approche microscopique rend compte du comportement pour des très petites densités, le modèle phénoménologique permet d'expliquer la variation de δ/δ_0 pour toute la gamme de densité explorée avec un bon accord. Ces calculs révèlent qu'il manque manifestement un effort théorique pour décrire l'écoulement à proximité des forces ponctuelles.

3.3 Discussion des modèles

Les descriptions théoriques de la déformation d'assemblée de piliers soumis à un écoulement ne sont pas nombreuses [143]. Coq *et al.* [209] ont étudié le mouvement de précession de piliers magnétiques, comme détaillé dans l'introduction. Dans leur étude, ils utilisent le même cadre théorique établi par Blake [210]. Ils obtiennent ainsi une expression qui leur donne la dépendance de l'amplitude des interactions hydrodynamiques en fonction de la densité surfacique de piliers. Leur expression (voir Supplemental Material de Coq *et al.* [209]) est très similaire à notre équation 5.40 de notre premier modèle. Cependant, pour comparer leurs expériences à leur modèle, ils ne font varier que la fréquence de rotation de leur champ magnétique et de fait ne sont pas en mesure de valider la dépendance en densité surfacique de leur expression finale. Nous avons montré ici que cette approche ne permet d'expliquer le comportement des piliers que lorsqu'ils sont éloignés de plus d'une longueur les uns des autres. Ceci n'est d'ailleurs pas le cas des expériences de Coq *et al.* [209] dont la densité de pilier est $nL^2 \approx 20$.

Il semble donc nécessaire d'étendre le modèle microscopique de couplage entre piliers à des densités supérieures. En particulier, l'approximation en champ lointain faite par Blake [210] consiste à négliger des termes en $1/r^5$ par rapport à ceux en $1/r^3$, que l'on devrait garder pour décrire

l'écoulement à proximité immédiate des piliers.

Pour valider leurs résultats expérimentaux, Alvarado *et al.* [207] ont utilisé une approche phénoménologique pour décrire la pénétration de l'écoulement de cisaillement dans une assemblée de piliers très proches les uns des autres. Bien que leur approche valide leur approximation disant que l'écoulement ne pénètre pas significativement dans l'assemblée de piliers, leurs expériences ne s'étendent que sur trois valeurs de densité surfacique et ils ne valident pas leur modèle lorsque les distances entre piliers sont plus grandes que leur longueur. Notre approche nous a permis non seulement de vérifier ce modèle pour des grandes densités surfaciques, mais aussi lorsque la densité tend vers 0.

3.4 Conséquences pour la perception en bouche

La déformation des papilles sur la langue permet d'engendrer une entrée mécanique mesurable par les mécano-récepteurs à leur base [1]. Nous avons montré dans ce Chapitre que la grande densité de papilles sur la langue réduit cependant leur déformation effective par un phénomène de raidissement collectif. Pour des papilles filiformes humaines, on a $nL^2 \approx 0,1 - 1$ et notre travail montre qu'à ces densité, la réduction de la déflexion des papilles devrait atteindre environ la moitié de leur déflexion nominale dans le cas où elles sont isolées. Biologiquement, un intérêt possible d'un tel mécanisme serait la protection des papilles en leur évitant une trop forte déflexion ou d'élargir la plage des contraintes mesurables.

D'un point de vue perceptif, on peut penser que la forte densité de papilles sert à multiplier les entrées sensorielles. Au delà du nombre d'entrées sensorielles, les corrélations temporelles entre signaux mécaniques pourrait jouer un rôle dans la perception tactile en bouche et les interactions hydrodynamiques pourraient amplifier ces corrélations. C'est notamment le cas chez le poisson, avec sa ligne latérale de neuromastes. En combinant des mesures physiques d'écoulement et des mesures de l'activité neuronale, Chagnaud *et al.* [136] montrent que l'arrangement linéaire des neuromastes pourrait permettre de mesurer la vitesse du fluide à tout moment par corrélation temporelles des signaux. Nous avons vu au chapitre précédent qu'une papille isolée pouvait détecter le passage d'une particule granulaire. On peut penser que le passage d'une particule à proximité d'un tapis de papilles pourrait déclencher des réponses de papilles en papilles, corrélées temporellement.

Chapitre 6

Conclusion et Perspectives

1 Conclusion

La perception de la texture des aliments en bouche met en jeu des mouvements de la langue relativement au palais. La langue est un muscle mou, dont la surface dorsale est couverte de myriades de papilles filiformes assimilables à des structures cylindriques de grand rapport d'aspect. A la base de ces papilles, des terminaisons nerveuses mécanosensibles ont été récemment identifiées et cela suggère fortement leur implication dans la perception tactile orale. Cette thèse s'est focalisée sur la transduction mécanique de l'information par le système papillaire. Autrement dit, comment le cisaillement d'un liquide dont les propriétés rhéologiques sont connues induit-il une déformation des papilles, et une contrainte mécanique à leur base ?

Pour répondre à cette question, nous avons développé une approche biomimétique consistant à reproduire le fonctionnement de cavité orale. La langue est mimée par un bloc d'élastomère décoré de cylindres allongés que l'on assimile à des papilles filiformes. Celle-ci est placée sur le bas d'une cellule de rhéoscope, combinaison d'un rhéomètre et d'un microscope. L'outil rotatif du rhéomètre joue le rôle du palais rigide, et impose l'écoulement du liquide testé, à bas nombre de Reynolds. Sous un tel écoulement de cisaillement, les papilles se défléchissent et la position de leur sommet δ est imagée au cours du temps. Pour cela nous avons développé des techniques de marquage du sommet avec des microparticules fluorescentes. Nous avons également utilisé des méthodes fines de corrélation d'images pour mesurer δ avec une résolution sur le déplacement meilleure que 100 nm.

Pour des liquides simples, nous avons d'abord montré que la déflexion de papilles isolées est proportionnelle à leur viscosité η (sur 3 ordres de grandeurs) et au taux de cisaillement $\dot{\gamma}$ (sur 2 ordres de grandeurs).

Nos résultats montrent donc que la déflexion est proportionnelle à la contrainte visqueuse locale $\sigma = \eta\dot{\gamma}$, en parfait accord avec le modèle élastohydrodynamique de Lauga *et al.* [1].

Nous avons ensuite sondé la réponse des papilles à des fluides plus complexes, se rapprochant des liquides alimentaires réels. Notre système expérimental étant capable d’imager les papilles dans des liquides opaques, nous avons pu mesurer dans un premier temps la réponse des papilles au cisaillement d’un produit laitier modèle rhéofluidifiant. Nos résultats montrent que le modèle élastohydrodynamique de Lauga *et al.* [1] reste valide dans ce cas avec $\delta \propto \sigma$. Dans un liquide rhéofluidifiant, η décroît avec $\dot{\gamma}$ et en conséquence δ varie moins fortement avec le taux de cisaillement que dans un liquide simple. Autrement dit, pour un produit alimentaire rhéofluidifiant, la déflexion de la papille est moins sensible aux conditions de manipulation en bouche et.

Dans un deuxième temps, nous avons mesuré la réponse de papilles au cisaillement de suspensions granulaires à basses fractions volumiques (comme modèle d’une émulsion alimentaire). Au-delà de la déflexion stationnaire δ_0 induite par la phase continue de la suspension, nous avons montré que chaque passage d’une particule individuelle induit une déflexion additionnelle qui se traduit par des pics discrets sur le signal $\delta(t)$. En d’autres termes, la papille se comporte, à basse concentration, comme un compteur de particules. Comme nos mesures le montrent, la moyenne du signal est peu dépendante de la fraction volumique des particules. En revanche, l’écart-type de δ augmente significativement avec celle-ci, ainsi qu’avec la taille des particules. En imageant simultanément les particules et la papille, nous avons pu montrer qu’il existait deux types d’interaction entre les particules et la papille. D’une part, une interaction à distance hydrodynamique et d’autre part une interaction directe de contact. Nos résultats prouvent que l’interaction de contact domine de plus d’un ordre de grandeur celle hydrodynamique. Un modèle simple des interactions de contact permet de rendre compte de nos données expérimentales. Plus largement, nos résultats suggèrent un mécanisme très fin de discrimination de concentration et de tailles de particules par le système papillaire.

La dernière partie de ce manuscrit opère un pas supplémentaire vers une reproduction plus fidèle de la topographie de surface de la langue réelle. Sur la langue humaine, les densités de papilles filiformes sont telles que la légitimité d’une description en termes de papille isolée est questionable. Nous avons donc fabriqué des langues dont la distribution de papilles est dense et sondé leur réponse au cisaillement d’un liquide simple. Nous avons montré que la déflexion des papilles tend à diminuer avec la densité, sur une échelle caractéristique qui est l’inverse de leur longueur au carré. Nous avons développé un premier modèle basé sur les interactions

élastohydrodynamiques entre papilles, qui n'est cependant valide que dans la limite des faibles densités surfaciques de papilles. Un second modèle phénoménologique, qui traite le tapis de papilles comme un milieu poreux effectif, décrit avec succès nos données sur toute la gamme de densité de papilles.

Au delà de ces succès fondamentaux, ce travail a permis le développement d'un outil de mesure original qui permet de sonder la texture des produits alimentaires. Notre dispositif de langue artificielle est en effet adapté à l'utilisation de liquides alimentaires opaques et devrait être sensible à d'infimes variations de la concentration de particules ou de gouttelettes dans des suspensions/émulsions alimentaires. Ce dispositif a été implémenté au Centre de Recherche Nestlé de Lausanne où il est désormais utilisé en routine. Les résultats préliminaires issus de ces mesures sur des liquides alimentaires sont pour le moment tenus à confidentialité et n'ont de ce fait pas été présentés dans ce manuscrit.

2 Perspectives

Pour étendre les travaux décrits dans ce manuscrit, trois axes supplémentaires pourraient être explorés.

Un premier axe, naturel, consisterait à étudier la dynamique collective de plusieurs papilles simultanément, lorsqu'un fluide simple, puis une suspension granulaire sont cisailés. Dans le cas d'une suspension, il serait intéressant de sonder les corrélations temporelles des déflexions des pa-

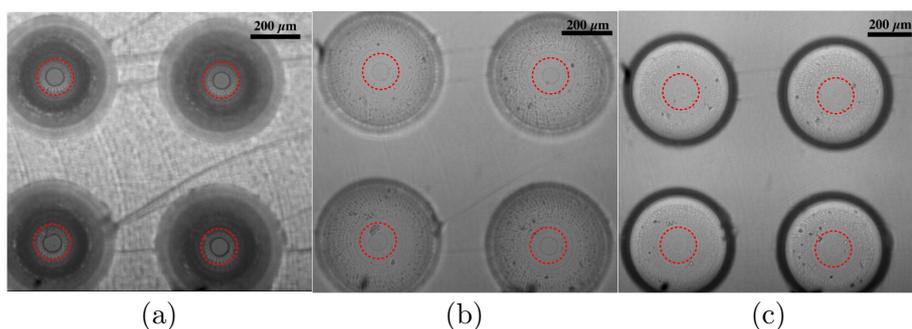


FIGURE 6.1 – Contact statique généré par une indentation de $10\ \mu\text{m}$ du sommet des papilles dans une langue artificielle décorée de micro-calottes sphériques. (a) Contact sec. (b) Contact en présence d'un film d'eau. (c) Contact en présence d'un film de glycérol. Les cercles rouges discontinus entourent les zones d'intérêt où se trouve le contact sec.

pilles lorsqu'une particule passe dans leur voisinage et d'établir comment ces corrélations dépendent de la densité du tapis papillaire. La mesure de ces corrélations pourrait constituer un mécanisme simple de mesure de la vitesse locale des particules.

Dans cette thèse, nous n'avons considéré qu'un cisaillement simple induit par un mouvement longitudinal de la langue relativement au palais. Lors de la dégustation, des mouvements transverses langue/palais sont également à l'oeuvre et induisent un écoulement de compression. Sa conséquence sur la déflexion des papilles a été modélisée par Lauga *et al.* [1] mais jamais testée expérimentalement, et pourrait donc constituer un deuxième axe possible.

Enfin, nous n'avons traité de la déformation des papilles filiformes que lorsque la langue est loin du palais. Or, en fin de dégustation, la langue est très proche de celui-ci jusqu'à entrer en contact avec lui. Les interactions entre la langue, l'aliment et le palais ne sont alors plus dominées par les

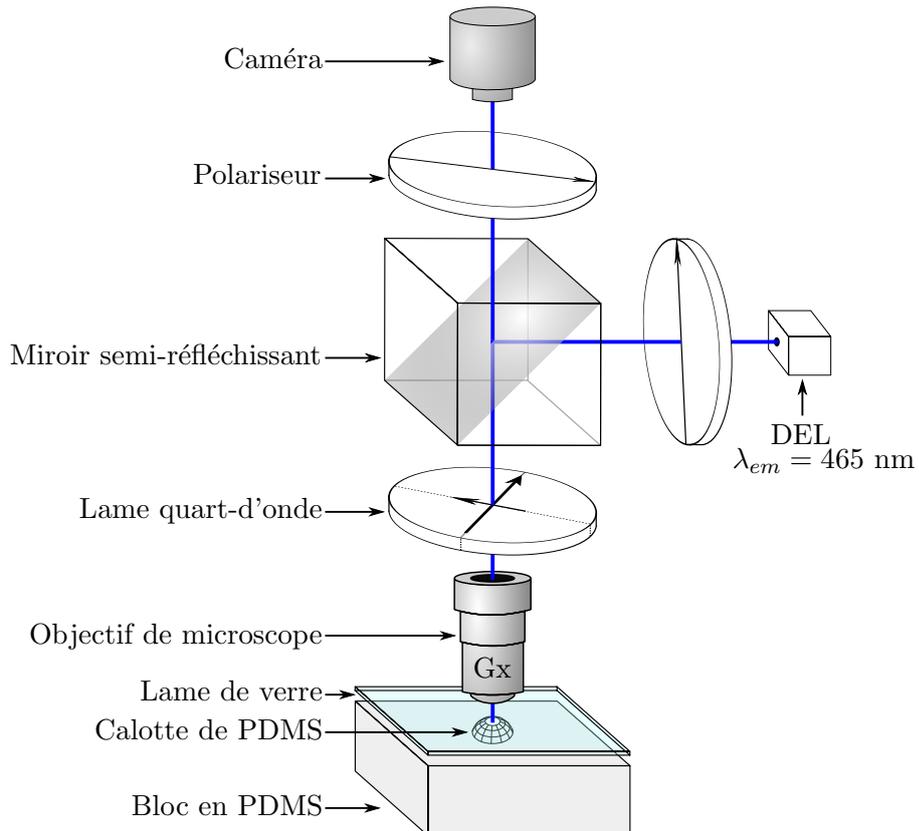


FIGURE 6.2 – Schéma du dispositif basé sur le principe de celui mis au point par Martin et Brochard-Wyart [215].

effets de volume (contraintes visqueuses), mais plutôt par des effets de surface (contraintes de contact et de frottement).

Nous avons abordé ce problème en utilisant des langues artificielles décorées de papilles d'un autre type. Celles-ci sont constituées de calottes sphériques ($R \approx 200 \mu\text{m}$) qui permettent d'imager le contact avec le plan rigide du rhéomètre, de manière analogue aux méthodes d'imagerie de contact développées dans l'équipe par Romero *et al.* [216]. Des expériences préliminaires ont permis d'établir qu'en l'absence de liquide, un contact circulaire s'établit (Fig. 6.1a). Lorsque les papilles sont immergées dans un liquide simple (eau ou glycérol), une transition de démouillage est observée. Comme représenté sur les Figures 6.1b-c, une fois au contact, le liquide est drainé et un contact sec est rétabli. Cette transition de démouillage a été mesurée et modélisée par Martin et Brochard-Wyart [215] dans un système très similaire, consistant en une seule lentille en caoutchouc pressée contre une surface plane recouverte d'un film liquide. Les mêmes auteurs ont également prédit à l'inverse l'existence d'une transition de remouillage de cet état sec à un état lubrifié lorsqu'une force de cisaillement est appliquée [217], au-delà d'une certaine vitesse critique qui dépend notamment de la viscosité. Cette transition de remouillage pourrait induire une variation de contrainte en base de papille et participer à la perception de texture. On peut également se demander comment la présence d'une gouttelette d'émulsion perturbe les conditions de mouillage localement. Cette question reste largement inexplorée.

Pour étudier ce problème, nous avons initié la mise au point un dispositif analogue à celui de Martin et Brochard-Wyart [215] dont un schéma est montré sur la Figure 6.2. C'est un dispositif interférométrique car les indices de réfraction de l'élastomère et des liquides sont proches, et le contraste optique est faible. Ce dispositif devrait permettre de mesurer le profil de l'espacement entre la papille et le palais et les perturbations de cet espacement induites par le passage d'une particule ou d'une gouttelette. Nous avons fait des expériences préliminaires qui montrent que ce dispositif permet d'imager le contact entre la calotte, mais des efforts expérimentaux sont nécessaires pour étendre les conclusions des études citées aux suspensions et aux émulsions.

Annexe A

Détails des calculs

1 Fonction de normalisation

Dans la mesure où Θ est décrite par l'équation 4.15, on a :

$$\Theta^n(x) = \left[\mathcal{H}(-x)e^{x/\varsigma} + \mathcal{H}(x)e^{-x/(1-\varsigma)} \right]^n \quad (\text{A.1})$$

$$= \sum_{k=0}^n \binom{n}{k} \mathcal{H}^k(-x) \mathcal{H}^{n-k}(x) \exp\left(\frac{kx}{\varsigma} - \frac{(n-k)x}{1-\varsigma}\right) \quad (\text{A.2})$$

Or, si $0 < k < n$, le produit $\mathcal{H}^k(-x)\mathcal{H}^{n-k}(x)$ est égal à la fonction de Dirac \mathcal{D} , et par définition

$$\int_{-\infty}^{\infty} \mathcal{D}(x)f(x)dx = f(0) \quad (\text{A.3})$$

L'intégrale de tel termes donne donc

$$\int_{-\infty}^{\infty} \mathcal{H}^k(-x)\mathcal{H}^{n-k}(x) \exp\left(\frac{kx}{\varsigma} - \frac{(n-k)x}{1-\varsigma}\right) dx = 1 \quad \text{si } 0 < k < n \quad (\text{A.4})$$

Lorsqu'on intègre la somme de l'équation A.2, on a donc

$$I_n = \int_{-\infty}^{\infty} \Theta^n(x)dx \quad (\text{A.5})$$

$$= \sum_{k=1}^{n-1} \binom{n}{k} + \int_{-\infty}^{\infty} \mathcal{H}^n(-x)e^{nx/\varsigma} + \mathcal{H}^n(x)e^{-nx/(1-\varsigma)} dx \quad (\text{A.6})$$

$$= \sum_{k=1}^{n-1} \binom{n}{k} + \int_0^{\infty} e^{-nx/\varsigma} + e^{-nx/(1-\varsigma)} dx \quad (\text{A.7})$$

$$= \sum_{k=1}^{n-1} \binom{n}{k} + \frac{\varsigma}{n} + \frac{1-\varsigma}{n} \quad (\text{A.8})$$

$$= \sum_{k=1}^{n-1} \binom{n}{k} + \frac{1}{n} \quad (\text{A.9})$$

On a ainsi $I_1 = 1$ et $I_2 = 5/2$.

2 Modélisation des collisions

2.1 Moyenne et variance de l'amplitude

L'amplitude de la déflexion due à une collision est donnée par

$$A_\delta^c = \frac{4}{K_0} \frac{y_0^3(3L - y_0)\sqrt{(a + R_0)^2 - z_0^2}}{L^5} \frac{(2a + R_0)R_0^2}{(a + R_0)^3} \quad (\text{A.10})$$

$$= \xi_0 f_y(y_0) f_z(z_0) \quad (\text{A.11})$$

On peut obtenir la moyenne en intégrant A_δ^c sur le plan $[y_0, z_0]$ des collisions possibles

$$\langle A_\delta^c \rangle = \frac{1}{S_{[y_0, z_0]}} \iint_{[y_0, z_0]} A_\delta^c(y, z) dy dz \quad (\text{A.12})$$

$$= \xi_0 \left[\frac{1}{L} \int_{R_0}^{R_0+L} f_y(y) dy \right] \left[\frac{1}{2(a + R_0)} \int_{-a-R_0}^{a+R_0} f_z(z) dz \right] \quad (\text{A.13})$$

Les intégrales donnent

$$\int_{R_0}^{R_0+L} f_y(y) dy = \int_{R_0}^{R_0+L} y^3(3L - y) dy = L^5 P_1(R_0/L) \quad (\text{A.14})$$

où $P_1(x) = 11/20 + 2x + 5x^2/2 + x^3 - x^4$, et

$$\int_{-a-R_0}^{a+R_0} f_z(z) dz = \int_{-a-R_0}^{a+R_0} \sqrt{(a + R_0)^2 - z^2} dz = \frac{\pi}{2} (a + R_0)^2 \quad (\text{A.15})$$

d'où

$$\langle A_\delta^c \rangle = \xi_0 \times L^4 P_1\left(\frac{R_0}{L}\right) \times \frac{\pi}{4} (a + R_0) \quad (\text{A.16})$$

$$= \frac{4}{K_0} \frac{1}{L^5} \frac{(2a + R_0)R_0^2}{(a + R_0)^3} \times L^4 P_1\left(\frac{R_0}{L}\right) \times \frac{\pi}{4} (a + R_0) \quad (\text{A.17})$$

$$= \frac{\pi}{K_0} \frac{(2a + R_0)R_0^2}{(a + R_0)^2 L} P_1\left(\frac{R_0}{L}\right) \quad (\text{A.18})$$

La moyenne quadratique est obtenue d'une façon similaire

$$\langle A_\delta^{c2} \rangle = \frac{1}{S_{[y_0, z_0]}} \iint_{[y_0, z_0]} A_\delta^{c2}(y, z) dy dz \quad (\text{A.19})$$

$$= \xi_0 \left[\frac{1}{L} \int_{R_0}^{R_0+L} f_y^2(y) dy \right] \left[\frac{1}{2(a + R_0)} \int_{-a-R_0}^{a+R_0} f_z^2(z) dz \right] \quad (\text{A.20})$$

Les intégrales donnent

$$\int_{R_0}^{R_0+L} f_y^2(y) dy = \int_{R_0}^{R_0+L} y^6 (3L - y)^2 dy = L^9 P_2(R_0/L) \quad (\text{A.21})$$

où $P_2(x) = 163/252 + 4x + 10x^2 + 37x^3/3 + 13x^4/2 - x^5 - 8x^6/3 - 2x^7 + x^8$,
et

$$\int_{-a-R_0}^{a+R_0} f_z^2(z) dz = \int_{-a-R_0}^{a+R_0} ((a+R_0)^2 - z^2) dz = \frac{4}{3}(a+R_0)^3 \quad (\text{A.22})$$

d'où

$$\langle A_\delta^{c2} \rangle = \xi_0^2 \times L^8 P_2(R_0/L) \times \frac{2}{3}(a+R_0)^2 \quad (\text{A.23})$$

$$= \frac{16}{K_0^2} \frac{1}{L^{10}} \frac{(2a+R_0)^2 R_0^4}{(a+R_0)^6} \times L^8 P_2(R_0/L) \times \frac{2}{3}(a+R_0)^2 \quad (\text{A.24})$$

$$= \frac{32}{3K_0^2} \frac{(2a+R_0)^2 R_0^4}{(a+R_0)^4 L^2} P_2\left(\frac{R_0}{L}\right) \quad (\text{A.25})$$

2.2 Moyenne et variance du signal

On a

$$\langle \delta \rangle = \langle A_\delta^c \rangle \frac{\tau_d}{\tau_w} I_1 \quad (\text{A.26})$$

$$\sigma_\delta^2 = \langle A_\delta^{c2} \rangle \frac{\tau_d}{\tau_w} I_2 \quad (\text{A.27})$$

avec

$$\frac{\tau_d}{\tau_w} = \phi \frac{\ell^2 L}{V_p} \log[1 + L/R_0] \quad (\text{A.28})$$

et

$$I_1 = 1 \quad \text{et} \quad I_2 = \frac{5}{2} \quad (\text{A.29})$$

Ainsi

$$\langle \delta \rangle = \frac{\pi}{K_0} \frac{(2a+R_0) R_0^2}{(a+R_0)^2 L} P_1\left(\frac{R_0}{L}\right) \times \phi \frac{\ell^2 L}{4\pi/3R_0^3} \log[1 + L/R_0] \quad (\text{A.30})$$

$$= \frac{3}{4K_0} \phi \frac{(2a+R_0) \ell^2}{(a+R_0)^2 R_0} P_1(R_0/L) \log[1 + L/R_0] \quad (\text{A.31})$$

et

$$\sigma_\delta^2 = \frac{5}{2} \times \frac{32}{3K_0^2} \frac{(2a+R_0)^2 R_0^4}{(a+R_0)^4 L^2} P_2\left(\frac{R_0}{L}\right) \times \phi \frac{\ell^2 L}{4\pi/3R_0^3} \log[1 + L/R_0] \quad (\text{A.32})$$

$$= \frac{20}{\pi K_0^2} \phi \frac{(2a+R_0)^2 R_0 \ell^2}{(a+R_0)^4 L} P_2(R_0/L) \log[1 + L/R_0] \quad (\text{A.33})$$

Comme pour les collisions, $\ell \sim a + R_0$, on a enfin

$$\langle \delta \rangle = \frac{3}{4K_0} \phi \frac{2a + R_0}{R_0} P_1(R_0/L) \log[1 + L/R_0] \quad (\text{A.34})$$

et

$$\sigma_\delta^2 = \frac{20}{\pi K_0^2} \phi \frac{(2a + R_0)^2 R_0}{(a + R_0)^2 L} P_2(R_0/L) \log[1 + L/R_0] \quad (\text{A.35})$$

Probing the in-mouth texture perception with a biomimetic tongue

Jean-Baptiste Thomazo,¹ Javier Contreras Pastenes,¹ Christopher Pipe,²
Benjamin Le Révérend,² Elie Wandersman,¹ and Alexis M. Prevost^{1,*}

¹*Sorbonne Université, Centre National de la Recherche Scientifique,
Laboratoire Jean Perrin, LJP, F-75005 Paris, France.*

²*Nestlé Research Center, Route du Jaurat, 1000, Lausanne, Switzerland*

(Dated: July 25, 2019)

An experimental biomimetic tongue–palate system has been developed to probe human in-mouth texture perception. Model tongues are made from soft elastomers patterned with fibrillar structures analogue to human filiform papillae. The palate is represented by a rigid flat plate parallel to the plane of the tongue. To probe the behavior under physiological flow conditions, deflections of model papillae are measured using a novel fluorescent imaging technique enabling sub-micrometer resolution of the displacements. Using optically transparent newtonian liquids under steady shear flow, we show that deformations of the papillae allow determining their viscosity from 1 Pa.s down to the viscosity of water of 1 mPa.s, in full quantitative agreement with a recently proposed model [Lauga *et al.*, *Frontiers in Physics* 4, 35 (2016)]. The technique is further validated for a shear–thinning and optically opaque dairy system.

INTRODUCTION

While a key element of the eating experience, a detailed understanding of how humans perceive food texture currently remains elusive. The ability to discriminate accurately between small differences in food structure – likely witnessed by anyone who has compared, for example full fat milk with semi-skimmed milk – is well observed [1, 2]. From a food processing perspective, classic texture characterization techniques actually fail to reproduce the same resolution as reported by human subjects [3, 4]. Consequently, efforts to replace fat and sugar, nutrients that also play a structural role in processed food, have only met with partial success[5], frustrating attempts to create food that is both more nutritionally balanced and also preferred by consumers. Furthermore, from a medical perspective, applying a better understanding of texture perception to dysphagia, a potentially life-threatening condition for sufferers, could lead to even more effective treatment options [6].

Past work on characterizing physical texture in-mouth has frequently focused on approximating the tongue–palate system by smooth–walled parallel planes, between which a food matrix undergoes steady shearing flow[7]. This gave insight into the relevant shear rates and relative importance of competing physical effects such as bulk rheology and surface lubrication [8].

The tongue is however not smooth but covered at its upper surface with both fungiform and filiform papillae. For humans, fungiform papillae are mushroom-shaped structures of typical diameter $\sim 400 \mu\text{m}$ and height $\sim 100 \mu\text{m}$, and are distributed with a surface density [9] of about 2 papillae/ mm^2 . They have been shown to be involved in texture perception. Using psychophysical experiments, the acuity of the oral mechanosensory system has indeed been linked to variations among tasters of their fungiform papillae density [10]. Experi-

mental investigations in surface-averaged measurement devices have also evidenced that the fungiform-like topography did impact the tribological properties of the tongue–palate system [9]. The role of filiform papillae for texture perception has however not been thoroughly studied. Filiform papillae are distributed over the tongue with a surface density [11] of about 5 papillae/ mm^2 . They are fibril-like structures with a typical length of about $250 \mu\text{m}$ and a radius of about $34 \mu\text{m}$ [12], with no chemical receptors at their base [13]. Such high aspect ratios make them ideal candidates for mechanosensing *via* fluid-structure interactions with liquids entering the oral cavity. Recently, theoretical investigations of isolated filiform papillae-like posts in the presence of viscous flows suggested that local deflections of a single papilla could generate stresses relevant for sensory input [14]. Such a mechanism for sensing stresses, while not yet causally shown, is hinted at in new observations in mice [15] which indicate that filiform papillae are co-located with nerve endings expressing Piezo2, a mechanosensitive ion channel whose involvement in touch mammalian cells has been evidenced recently [16].

Deflections of ciliated organs have been identified in mechanosensation processes for other biological systems [17–19] and shown to provide an enhanced sensitivity that recent biomimetic systems have been able to reproduce, such as in the case of the fish lateral line [20]. From this biomimetic principle, sensors have thus been developed, to measure liquid or air flow velocities near a boundary [21–23]. Within the context of in-mouth texture perception, no analog biomimetic approaches have however been reported so far.

The present work is therefore dedicated to develop a novel biomimetic tongue–palate system and to investigate the local deflections of filiform papillae present in a shearing flow. We first detail the fabrication of

the experimental setup. We then measure papillae's deflections over a large range of shear stresses and we provide a full experimental validation of the model of Lauga *et al.* [14]. Finally, we discuss our results and the implications for the perception of texture of food products.

MATERIALS AND METHODS

The functioning of the human tongue-palate system was mimicked by placing an elastomer based artificial tongue at the bottom of a rheometer cell on the one hand, and using the upper rigid rotating disk of the rheometer as an equivalent of the palate on the other hand.

Artificial tongues fabrication

Elastomer tongues were obtained with a combination of micromilling and molding techniques as sketched in Fig. 1. A Plexiglas mold shaped as a circular pool with a raised and polished bottom (*see* Fig. 1a, upper panel, for a sectional view along its diameter), was first fabricated with an inner diameter $\Phi_i = 50$ mm and an outer diameter $\Phi_e = 64$ mm. Cylindrical holes of diameter $100 \mu\text{m}$ and depth $450 \mu\text{m}$ were then drilled in the raised bottom of the pool (Fig. 1a, lower panel) using a three axis commercial desktop CNC Mini-Mill machine (Minitech Machinery Corp., USA). These holes were distributed on a square grid with a $1 \mu\text{m}$ resolution, with a surface density of $10 \text{ holes}/\text{cm}^2$. With this density, hydrodynamic interactions between papillae are negligible [24]. In a third step, an isopropanol solution containing green fluorescent beads of diameter $[1-5] \mu\text{m}$ (GFM, Cospheric, $1.3\text{g}/\text{cc}$) at a concentration of $50 \text{ mg}/\text{L}$ was poured onto the mold and left for 15 min at room temperature (Fig. 1b, upper panel). This duration was sufficient to allow sedimentation of beads at the bottom of the cylindrical holes. The supernatant solvent was then carefully pipetted and the pool dried for 15 min in an oven at $T = 65^\circ\text{C}$ (Fig. 1b, lower panel). Following this procedure, some beads could remain however adsorbed on the raised flat bottom of the pool. These unwanted beads were simply and efficiently removed using a commercial adhesive tape applied to the flat raised surface of the mold and carefully peeled off.

The artificial tongues were made of two optically transparent and commercially available cross-linked PolyDiMethylSiloxane (PDMS) elastomers, Sylgard 184 and Sylgard 527 (Dow Corning, USA), mixed in a 31:69 mass ratio. Prior to final mixing, both melts were first blended separately with their respective cross-linker agent, in a 10:1 stoichiometric ratio for Sylgard 184 and in a 50:50 ratio for Sylgard 527. Air bubbles present in the final mixture were removed with 10 min of centrifugation at 3000 revolutions/min followed by 2 min in a low pressure vacuum. This mixture was then poured

into the Plexiglas mold (Fig. 1c, upper panel). Given the large aspect ratio of the micro-holes, air micro-bubbles could occasionally be trapped within the microstructures during pouring. These were removed by placing the mold filled with PDMS for an additional 10 min in a low pressure vacuum. The mixture was then cured for at least 12 hours in an oven at $T = 65^\circ\text{C}$. Finally, the polymerized tongue (with dimensions $\Phi_i = 50$ mm, $\Phi_e = 64$ mm, depth 4.5 mm, backing layer width 2.5 mm) was carefully unmolded to avoid rupture of the papillae (Fig. 1c, lower panel). We checked that papillae were intact and that the fluorescent beads were still present at their tip either using fluorescence microscopy (Fig. 2a) or Scanning Electron Microscopy (SEM) imaging (Fig. 2b). Note that in some cases, such as the one shown on Fig. 2a, a small number of beads could remain on the edges of the papillae.

Tongues geometrical and mechanical characterizations

As the beads deposition process can yield to variations in the final length L of the papillae, we measured L of all papillae considered in this work, either using optical microscopy or confocal imaging. For the former, L was taken as the difference in height between the apex of the papillae and their base. Results of all combined measurements gave $L = 435 \pm 7 \mu\text{m}$.

The Young's modulus E of the artificial tongues was measured with JKR tests [25, 26] performed between an elastomer block (50×50 mm, thickness 15 mm) prepared with the same ratio of Sylgard 184 and 527, and a planoconvex glass lens (optical grade, Melles-Griot 01LPX017, BK7, radius of curvature $R = 9.33$ mm). JKR tests were done with a custom made setup described elsewhere [27]. They consist in measuring the area of the circular contact between the lens and the elastomer as a function of the applied normal load, yielding a relationship from which E can be deduced [28]. Our measurements yielded $E = 0.80 \pm 0.16$ MPa.

An experimental setup biomimetic of the oral cavity

Artificial tongues were placed at the bottom of the cell of an Anton Paar MCR 302 rheo-microscope that combines both rheology measurements and imaging capabilities. Figure 3a shows a sketch of the experimental setup used for this work. Rather than moving the tongue as it is the case for humans, the artificial tongue is maintained at a fixed position in the frame of the laboratory, and the palate is moving. The palate's equivalent consists of a rigid and flat circular rotating plate (Anton Paar PP40, diameter 40 cm). For all experiments, the temperature was kept at $T = 25^\circ\text{C}$.

Imaging of the deflections of papillae are performed in reflexion fluorescence microscopy using a long working distance microscope objective positioned directly beneath the artificial tongue (Fig. 3a, lower part). Only a

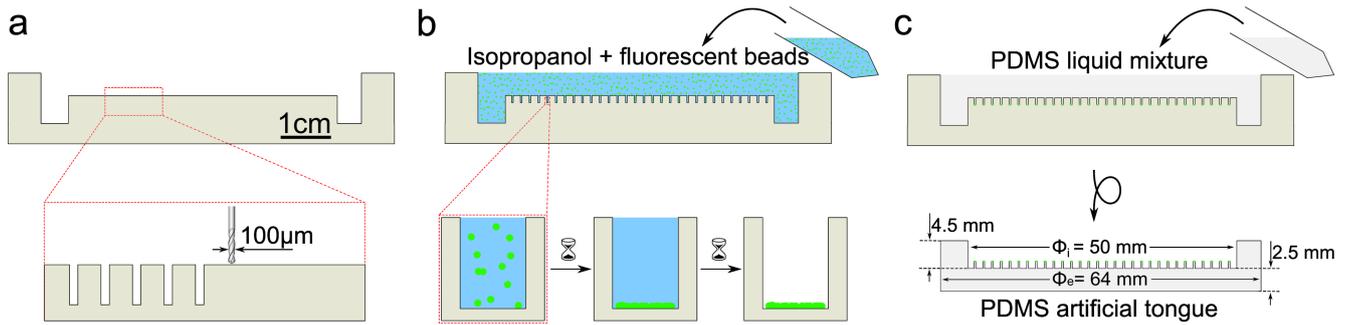


Figure 1. Sketch of an artificial tongue fabrication. (a) Sectional view along its diameter of the circular Plexiglas pool (upper panel). The lower panel shows the first step of the fabrication process where cylindrical holes with a diameter $100 \mu\text{m}$ and height $450 \mu\text{m}$ are microdrilled in the raised flat area. (b) Fluorescent beads of micrometric size dispersed in an isopropanol solution are deposited by sedimentation at the bottom of the cylindrical holes (upper panel, and lower panel for a close-up view). After sedimentation, the supernatant solution is pipetted and the pool is dried in an oven. (c) Eventually, a liquid PDMS/crosslinker mixture is poured in the pool and cured in an oven (upper panel). After careful unmolding, one is left with a transparent circular pool whose bottom is decorated with filiform-like papillae whose tips are covered with fluorescent beads (lower panel).

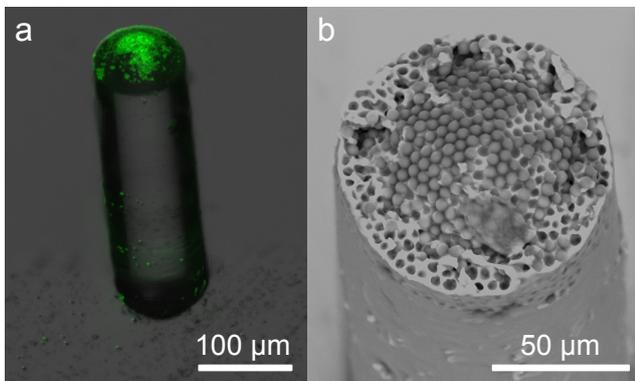


Figure 2. (a) Image of a single papillae whose tip is covered with fluorescent beads. This side view was obtained using a macroscope with fluorescence imaging capabilities. (b) SEM close-up view of the tip of a single papillae showing the existence of multiple layers of densely packed fluorescent beads.

small portion of the entire artificial tongue, that extends radially from the center of the cell to its perimeter, can be imaged. In practice, papillae under study are thus brought into this field of view by rotating the artificial tongue. The microscope objective is mounted on a manual translation stage that provides positioning in two directions, vertically and radially from the center of the rheometer's cell within the aperture. For our experiments, a $5\times$ air objective (Edmund Optics, Plan-Apo) was used. Illumination is obtained with a high power blue LED (3W , $\lambda = 465 \pm 5 \text{ nm}$, Sodial(r)) whose beam is focused on the tip of the papillae. The light emitted by the fluorescent beads is collected with the combination of a dichroic filter and an emission filter (MD498 and MF525-39 respectively, Thorlabs, Inc.) onto a high resolution, fast and sensitive camera (sCMOS pco.edge 5.5, full resolution 2560×2160 pixels, 16 bits) that

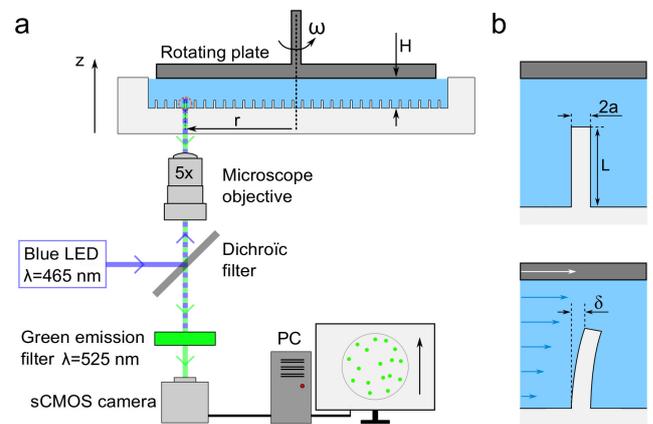


Figure 3. (a) Sketch of the tongue-palate biomimetic experimental setup (sectional view). The elastomer tongue is placed at the bottom of the rheoscope and filled with the liquid under study. The upper flat rotating plate of the rheoscope, playing the role of the palate, is brought in contact with the liquid at a distance H from the base of the tongue. Papillae and their deflection are imaged in fluorescence with a $5\times$ microscope objective and a fast camera. (b) Sketched sectional view of a single papilla at rest (upper panel) and submitted to a steady shear liquid flow (lower panel). Papillae are cylindrical with a diameter $2a$ and a total length from the base L . The deflection of their tip in steady state is noted δ .

can operate at a frame rate of 100 frames/s (fps) at full resolution. With the $5\times$ objective, images have a resolution of $1.05 \mu\text{m}$ per pixel. In practice, only small portions of the images of size 200×300 pixels², with a single papilla present in the field of view, were recorded at 100 fps.

Finally, both the rheometer data and images were acquired simultaneously using a TTL trigger signal sent by the rheometer (controlled by its dedicated software

Rheocompass 1.19, Anton Paar) to the camera, once rotation of the upper plate initiates.

Samples preparation

In addition to Millipore deionized water ($\eta_0 = 1$ mPa.s), different water/glycerol solutions were used to calibrate the tongue-palate measurement system. These were prepared by mixing pure glycerol (Sigma-Aldrich) to Millipore deionized water at different mass ratio to obtain a logarithmic variation of the solutions dynamic viscosity η ranging from 1 mPa.s to 1 Pa.s. For each glycerol solution, η was measured with the rheo-microscope, operating at $T = 25^\circ\text{C}$ in a plate-plate geometry with the PP40 Anton Paar rotation plate, a 1 mm gap, and without the artificial tongue. It is known that glycerol solutions can be hygroscopic, but no significant change of viscosity was actually measured for the duration of the experiments.

A model dairy product was also used in this work, consisting of a commercial semi-skimmed milk mixed with 0.5% w/w xanthan gum hydrated overnight at room temperature. A small amount of sodium azide (Sigma-Aldrich) was added to prevent any bacterial development. The resulting liquid is non-Newtonian and possesses a rheological shear thinning behavior that was fully characterized with standard rheological measurements. In addition, it is completely opaque to visible light.

Modeling the deflection of an isolated papilla

Following Lauga *et al.* [14], the tongue-palate system is modeled with two parallel plates separated by a gap H . The upper plate playing the role of the palate is rigid and moves laterally (with respect to the lower plate) at a velocity U . The lower plate mimicking the tongue is also considered rigid but covered with soft elastic cylinders of radius a and length L , as equivalents of filiform papillae (Fig. 3b). In the absence of any fluid-structure hydrodynamic interactions between papillae, an assumption that is true in the limit of low surface density of papillae, Lauga and coauthors have derived a scaling relationship between the maximum deflection of the tip of a single cylindrical papilla subjected to a shear laminar liquid flow δ and the shear rate $\dot{\gamma}$. In steady state, δ reads

$$\delta = K \frac{L^5}{a^4} \frac{\eta U}{E H} = \kappa \frac{\eta U}{H} \quad \text{with } \kappa = K \frac{L^5}{a^4 E} \quad (1)$$

where K is a numerical factor whose value can only be determined experimentally. With the geometry of our experimental setup, one has $U = r\omega$, with ω the tool angular rotation velocity, r the radial position of the papillae with the origin taken at the center of rotation of the upper tool.

Localizing the positions of papillae

Accurate papillae radial positions r from the rotation axis of the rheoscope were determined as sketched on Fig. 4. A specific tool was designed in the form of a flat disk whose lower surface is engraved with a pattern of periodic concentric circular grooves of wavelength $\lambda = 500 \mu\text{m}$ (Figs. 4b-4c).

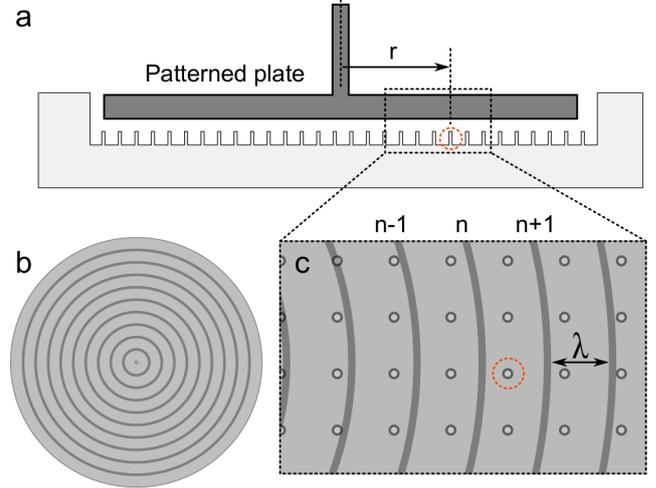


Figure 4. (a) Sketch of the experimental setup with the patterned rotating plate in place (sectional view). (b) Sketch of the lower surface of the patterned plate showing the concentric grooves (top view). (c) Principle of a papilla localization (close-up view): with the patterned plate in place, papillae imaged from below appear as sketched here. The papilla of interest (circled with the dashed red line) is localized with respect to its closest concentric circle (labelled here with the index n) whose radius is known by design.

Once the artificial tongue is placed on the rheometer bottom cell, the patterned tool is inserted into the rheometer in place of the rotating tool, and brought (in air, *i.e.* without any liquid) nearly in contact with the tip of the papillae. When imaged from below through the elastomer, one thus obtains an image of both papillae tips and concentric grooves as sketched in Fig. 4c. The position of the papilla of interest is then simply determined as the sum of the radius of the circular groove closest to the papilla and the distance of the papilla to the groove. The latter is obtained using image analysis, yielding a resolution on r of typically less than $10 \mu\text{m}$.

Setting the size of the tongue-palate gap H

Accurate positioning of the upper plate was done in two successive steps. The first one consisted in making a full contact (without any liquid solution), between the upper tool and the surface of the bottom cell without the artificial tongue, to set a zero gap reference height. The second step consisted in positioning the artificial tongue on the bottom cell, still without any liquid solution, and

lowering down progressively the upper tool, with $10\ \mu\text{m}$ increments, until contacts occurred with the papillae tips. Contacts were identified by visualizing optically the displacement of papillae within the field of view, subsequent to a manual rotation of the upper plate. Knowing the zero gap reference height, the length of the papilla, and contacts heights allowed us to set H to its desired value with a resolution of the order of $10\ \mu\text{m}$.

Papillae displacement measurements

Displacements of the extremity of a papilla were determined using Digital Image Correlation techniques. It consists in correlating images of the tip fluorescent bead markers when a flow is present, with a reference image of the papilla at rest (Fig. 5). Prior to this, all images were filtered with a Gaussian filter of standard deviation 1 pixel to remove high frequency noise. An Otsu's criteria automatic thresholding method was then used to set to a null value all pixels with intensity lower than the threshold. Both processes were done with Matlab R2017a (Mathworks, Inc., USA). The cross-correlation was performed in Fourier space using Matlab's built-in 2D FFT based algorithm, to yield the correlation function $C(\Delta x, \Delta y)$, where Δx and Δy are the shifts along both x and y axes of the image. Direct determination of its maximum provides the displacement vector (δ_x, δ_y) (of magnitude $\delta = \sqrt{\delta_x^2 + \delta_y^2}$) with one pixel resolution, *i.e.* $1.05\ \mu\text{m}$ with the $5\times$ objective used here. Sub-pixel accuracy on the maximum location is commonly obtained by fitting $C(\Delta x, \Delta y)$ around its maximum with a 2D functional form, such as a polynomial or a gaussian surface for instance. For this work, we rather chose to interpolate $C(\Delta x, \Delta y)$ on a 100 times finer mesh, as described by Roesgen [29]. This interpolation method has the advantage of drastically reducing any pixel locking effect that is known to increase the error on the measured displacements. The method can however be computationally demanding, but the calculation time can be significantly reduced as shown by Guizar-Sicairos *et al.* [30], by limiting the interpolation to a region close to the maximum of C . Figure 6 shows the results of such correlation based displacement measurements with a typical example of a single papilla that progressively bends from its initial rest position to its final position in steady flow. Taking into account all physical and numerical noises, the method was found to yield a resolution on the displacement δ of $\sim 71\ \text{nm}$ with an oversampling factor of 100. Such a resolution is in particular directly evidenced in the graph of Fig. 6 in the steady state regime.

Finally, note that the use of the correlation technique developed here is limited to small papillae deformations, *i.e.* for $\delta/L < 10\%$. Indeed, for larger deformations, one observes shadow related masking and loss of focus of the fluorescent beads pattern that can significantly increase the error on the measured displacement.

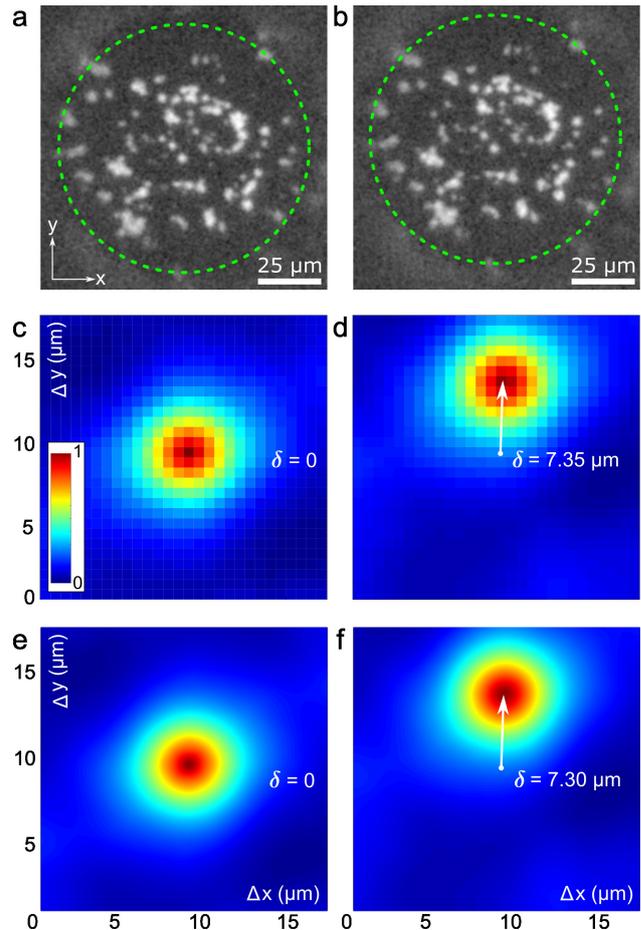


Figure 5. (a-b) Top view images in fluorescence of a single papilla in pure glycerol ($\eta = 966\ \text{mPa}\cdot\text{s}$), (a) at rest and (b) when submitted to a shear circular flow ($r = 12.64\ \text{mm}$, $\omega = 7.8\ \text{rpm}$). The green dashed line circles delimit the perimeter of the papilla. The bright spots are the fluorescent microbeads embedded at the top of the papilla. (c-d) Pixel resolved normalized correlation function $C(\Delta x, \Delta y)$, (c) at rest and (d) in shear flow as a function of the shifts Δx and Δy along both x and y axes. Determination of its maximum yields the displacement vector (δ_x, δ_y) of magnitude $\delta = 7.35 \pm 1.05\ \mu\text{m}$ for the present case. (e-f) Subpixel resolved normalized correlation function $C(\Delta x, \Delta y)$ interpolated on a $100\times$ finer mesh grid of the same papilla at rest (e) and in shear flow (f). Maximum of C yields a displacement vector of magnitude $\delta = 7.30 \pm 0.10\ \mu\text{m}$.

RESULTS AND DISCUSSION

Testing the response of a single papilla

We first performed a series of experiments using newtonian liquids of different viscosities to test the validity of the linear scaling prediction of Eq. 1 (*see* section "Materials and methods") that relates δ to η and $\dot{\gamma} = r\omega/H$ in the steady state flow regime. This was done using different water/glycerol solutions with the same artificial tongue

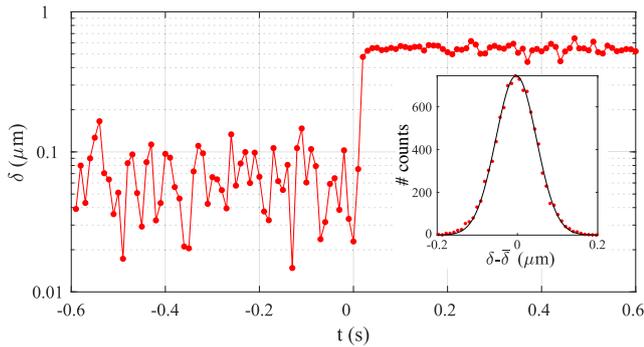


Figure 6. Semi-log plot of the displacement δ of a single papilla ($r = 8.33$ mm) versus time during a typical experiment (water/glycerol 93.3% w/w solution with $\eta = 200 \pm 40$ mPa.s, $H = 4$ mm, $\omega = 0.44$ rpm, $\dot{\gamma} = 0.10$ s $^{-1}$), after a sudden start of the rheometer tool at $t = 0$ s. Inset: histogram of $\delta - \bar{\delta}$ where $\bar{\delta}$ is the mean of δ in steady state. The solid line is a gaussian fit of the histogram yielding a standard deviation of 71 nm.

and the exact same papilla positioned at $r < \Phi_i/2 - H$ to avoid any hydrodynamic boundary effect. Note that the radial position of the papilla r could change slightly between experiments due to an inherent manual repositioning of the tongue, and it was thus systematically determined as explained earlier (see section “Materials and methods – Localizing the positions of papillae”). The water/glycerol solutions were prepared according to the protocol described in the Materials and methods section, with η ranging from 10^{-2} Pa.s to 1 Pa.s (see Fig. 7, upper inset, for the measured relationship η –water/glycerol mass ratio).

The experiments consisted in first accurately positioning the upper plate at a distance $H = 4$ mm above the base of the papillae, and second in pipetting a volume of 7.5 mL of the water/glycerol solution within the artificial tongue. The upper plate was then set into rotation at a constant angular velocity ω , causing the papillae to deflect. The steady state flow regime and thus papillae’s maximum bending was typically attained in less than 1 s. In practice, each experiment consisted of 11 successive 10 s long measurements. The first one was performed without any flow (papilla at rest) to provide an unperturbed reference state, while the 10 subsequent measurements were done with increasing ω . Analysis of the displacements were performed in the steady state regime.

The main panel of Fig. 7 shows for a given papilla the results of these experiments with δ as a function of $\dot{\gamma}$ for three distinct viscosities, $\eta = 23$ mPa.s, $\eta = 119$ mPa.s and $\eta = 966$ mPa.s. Each single point corresponds to a single measurement and its error bar is taken as the standard deviation of δ over the 10 s duration of the experiment in steady state. For all three viscosities shown here, δ is found to be proportional to $\dot{\gamma}$ over almost two decades in $\dot{\gamma}$, in agreement with the prediction of Eq. 1. In addition, all three curves can be rescaled on the same

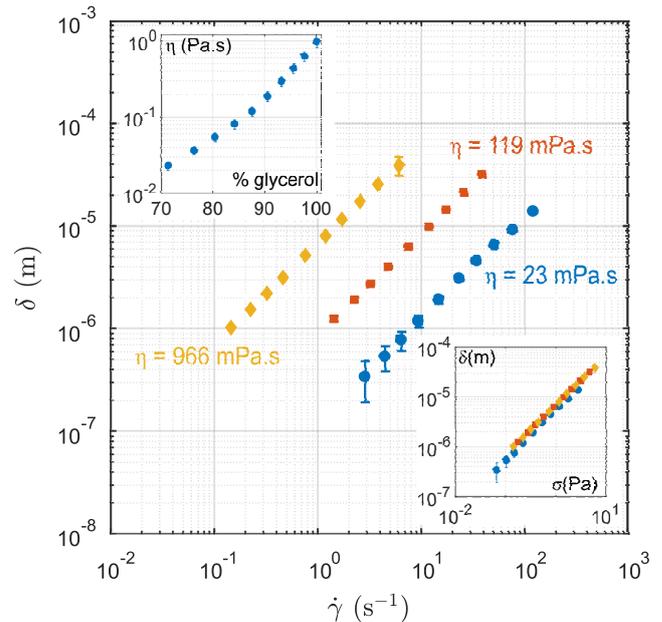


Figure 7. Displacement δ in steady state of the tip of one papilla as a function of the local shear rate $\dot{\gamma} = r\omega/H$ for three water/glycerol solutions with increasing dynamic viscosities, $\eta = 23$ mPa.s (blue disks), $\eta = 119$ mPa.s (red squares) and $\eta = 966$ mPa.s (orange diamonds). For these experiments, $H = 4$ mm and ω was varied. The same papilla was used but its position r could vary slightly when changing the solution due to an inherent tongue repositioning ($r = 12.6, 13.1, 13.3$ mm for $\eta = 23, 119, 966$ mPa.s respectively). Upper inset: η as a function of the water/glycerol mass ratio. Lower inset: δ as a function of $\eta r\omega/H$ for all three η .

master curve once the axis is multiplied by η , as shown on the lower inset of Fig. 7. At a fixed shear rate, δ is thus directly proportional to the local viscosity η of the probed solution over almost two decades in η .

The experiments we have considered so far were limited to the case where $H = 4$ mm is much larger than the typical size L of the papillae. In the last stages of food texture perception however, *i.e.* immediately prior to swallowing, the tongue can approach significantly the palate (and even eventually be in close contact), and H can be of the order of L . We have thus also investigated how δ varied with H for a single papilla. This was done with a water/glycerol solution of viscosity $\eta = 459 \pm 62$ mPa.s, at two different angular velocities ω . As shown in Fig. 8, for both ω , $\delta \propto 1/H$ for $H \in [0.5-5]$ mm. These measurements fully validate the predictions of Eq. 1, even when $H \approx L$.

Comparing the response among papillae

Our measurements have focused so far on the response of a single papilla to changes in viscosity. Additional experiments were thus performed to see how robust the measured linear response behavior

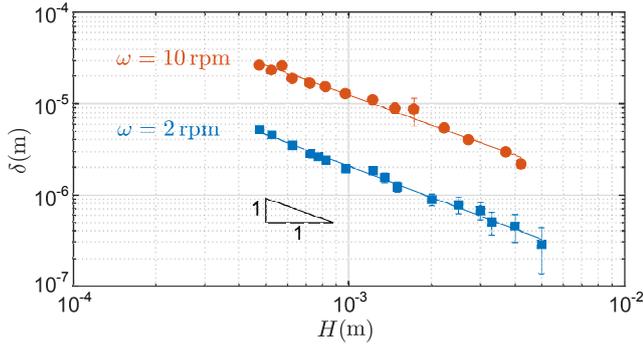


Figure 8. Displacement δ in steady state of a single papilla ($r = 14.83$ mm) as a function of H for two different angular velocities ω , in pure glycerol ($\eta = 459 \pm 62$ mPa.s as measured by the rheometer). The dashed lines are power law fits to the data of the form AH^α . For $\omega = 2$ rpm, the fit yields $A = 0.32 \pm 0.02$ and an exponent $\alpha = -1.15 \pm 0.06$. For $\omega = 10$ rpm, the fit gives $A = 1.10 \pm 0.03$ and $\alpha = -1.10 \pm 0.09$.

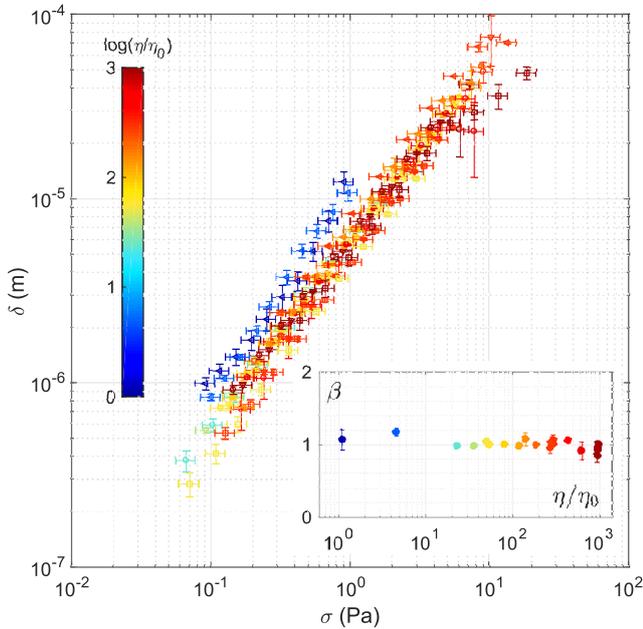


Figure 9. Log-log plot of the displacement δ in steady state versus $\sigma = \eta\dot{\gamma}$. Each color corresponds to one viscosity η . Symbols correspond to different experiments. All data were fitted with a power law of exponent β , not shown on this graph for clarity. Inset: Exponent β as a function of η/η_0 where $\eta_0 = 10^{-3}$ Pa.s is the viscosity of water.

pertains among papillae located at different radial positions and across different artificial tongues. For this, three different papillae on the same artificial tongue were considered, as well as one papilla on another tongue. Similarly as before, the papillae were chosen sufficiently far away from the boundaries of the tongue ($r < \Phi_i/2 - H$). Each series of experiments were not only done with the exact same protocol as before,

but were also repeated 3 times with the same papilla, without any repositioning of the tongue. In addition, for one viscosity, these measurements were repeated 3 times by changing the solution. A total of 9 measurements were thus obtained per angular velocity ω . In addition to the 10 water/glycerol solutions used before, Millipore deionized water ($\eta_0 = 1$ mPa.s) and a 45/55 w/w mixture of water/glycerol ($\eta = 4$ mPa.s) were used for these experiments. Figure 9 shows the results of all experiments combined in a log-log scale, with δ as a function of the shear stress $\sigma = \eta\dot{\gamma}$ varying over nearly three orders of magnitude (and with η varying exactly over three orders of magnitude from 10^{-3} Pa.s to 1 Pa.s). For each point at a fixed ω , error bars were taken as the standard deviation over all 9 measurements performed. Further checks of the linearity of Eq. 1 were obtained by fitting data points at a fixed η with a power law of exponent β (for sake of clarity, fits are not displayed on the figure). As shown in the inset of Fig. 9, for all viscosities, β is found to be very close to unity, in full agreement with Eq. 1. Note that the blue colored points on Fig. 9 are slightly shifted upwards with respect to the other colored symbols. The blue-colored points do correspond to measurements obtained with a different tongue, in contrast with the other points obtained with different papillae on the same tongue. For this new tongue, while the linear behavior is still measured, the value of the κ parameter (see Eq. 1) is slightly larger. We checked that the values of both L and a were unchanged within experimental errors. This measured shift is thus likely due to variations of the apparent elastic modulus of the papillae, presumably due to the fluorescent particles inclusion process. For absolute measurements purposes, such small scatter thus implies that a calibration has to be systematically performed for each new tongue.

Testing the response of a food related complex fluid

So far, all of our previous measurements were performed with simple liquids that are optically transparent. A food related product, such as a dairy product for instance, is however made of submicrometric to micrometric particles that scatter visible light and can make it completely opaque. We thus also tested our imaging setup with a model dairy product (see section “Materials and methods – Samples preparation” for details) sheared between the artificial tongue and the palate (Fig. 10). The rheological properties of this product have also been measured in plane-plane geometry (inset of Fig. 10, red solid line). Shear thinning behavior was evidenced, in agreement with previous measurements [31] (inset of Fig. 10, black dashed line).

Thanks to its reflexion based imaging through the cylindrical papillae, measurements of the bending of papillae in steady flow were easily achieved with

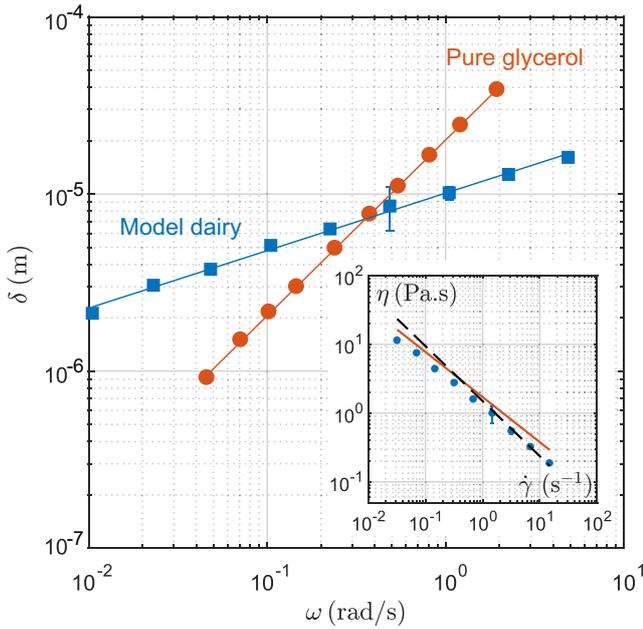


Figure 10. Log-log plot of the displacement δ in steady state versus ω for both a pure glycerol solution (blue squares) and the model dairy product (red disks). Each point corresponds to a single experiment. Thick solid lines are fits to the data with a power law $A\omega^\beta$. For the glycerol solution, the fit yields $A = 20.2 \pm 0.4 \mu\text{m}/\text{rad}\cdot\text{s}^{-1}$ and $\beta = 0.99 \pm 0.01$. For the model dairy, $A = 10.1 \pm 0.5 \mu\text{m}/\text{rad}\cdot\text{s}^{-1}$ and $\beta = 0.32 \pm 0.02$. Inset: Log-log plot of η versus $\dot{\gamma}$ for the model dairy (blue solid disks) compared to both the viscosity measured with the rheometer (red solid line) and the measurements of Zatz *et al.* [31] (black dashed line).

the same resolution on displacement as for optically transparent liquids. Figure 10 shows the results of such measurements with δ as a function of the angular velocity ω , for the only papilla that was probed, and with a single experiment per angular velocity. For comparison, the same papilla was also used with a pure glycerol Newtonian solution. For this glycerol solution, one recovers the expected linear behavior contained in Eq. 1, as shown in Fig. 10 with the power law fit of the data of exponent $\beta \sim 1$. For the model dairy product however, one clearly measures a drastic deviation from the linear behavior, characteristic of a shear thinning rheological behavior. Indeed, δ is found to vary with ω as a power law of exponent $\beta \sim 0.3$, over almost three decades in ω .

Discussion

Several key aspects of the current work can be drawn. First of all, classical methods to manufacture micro-pillars of moderate aspect ratios (*i.e.* typically not more than 10) usually involve molding of elastomers either in resin based substrates fabricated with microphotolithography processes or in sacrificial wax

based templates [21]. In our work, we have used a micro-drilling based technique of a plastic Plexiglas sample that provides micrometric accuracies in all 3 directions, that is simple, easy to implement and highly reproducible.

To follow the displacement of the tip of the pillar, the classical approach is to embed the extremity of the pillar with a marker either in the form of a reflective coating [21, 23] or in the form of a fluorescent dye such as rhodamine, as done recently [32]. An alternative method, that does not require any tip marking, has also been implemented and consists in using the optical properties of transparent PDMS based cylindrical pillars that act as wave guides [21]. Illumination light propagates from the base of the pillars to their extremity where it is focused, yielding a bright spot that can be detected optically. The same wave guide effect has been reported by Bruecker [32], with fluorescent light of tips covered with rhodamine. In this case, the fluorescent light is both emitted at the tip and at the base of the pillar as the primary fluorescence light propagates down to the base with the wave guide effect. In our work, we propose an alternate method where fluorescent microbeads are embedded by sedimentation in the plastic mold and then cast within PDMS at the top of the cylindrical pillars. This method avoids any possible diffusion of the fluorescent markers [32] and yields a robust and reusable marking mechanism. Compared to the wave guide mechanisms for which flexion of the pillars lowers the intensity of the reflected light from the tip [23], our method offers stable intensity patterns that are independent of the amplitude of the deformation. Moreover, it can be used regardless of the optical index mismatch between the surrounding fluid and the pillar. Once the tip has been marked, image analysis methods are generally used to locate the position of the tip. These can rely either on morphological analysis [21] and image auto- and cross- correlation techniques [21, 32], that can yield a subpixel resolution on the measured displacements. In our case, we have used fluorophores in the form of microbeads embedded at the extremity of the pillars. They form a well defined intensity pattern that increases the resolution of the correlation technique. Moreover, the minimum measurable displacement is only set by the noise of the correlation method, in contrast with the work of Bruecker [32], for which a minimal displacement of the order of the pillar radius is required. Last, the use of an interpolation based method [29] to locate with subpixel accuracy the location of the tip position, rather than using functional fits of the 2D correlation function, avoids any pixel biased effects and reduces significantly computational time [30].

Second of all, these marking and image correlation methods allow us to probe the deflection of the tip with a spatial resolution of about 70 nm, for deflections up

to several tens of micrometers. We were thus able to probe the theoretical predictions of Lauga and coauthors [14] (see Eq. 1) in a steady flow on two orders of magnitude in the tip displacement δ . This was done by varying both the viscosity on three orders of magnitude and the shear rate on two orders of magnitude. To the best of our knowledge, exploring this relationship over such a large range of shear stress has never been reported and thus constitutes a rigorous validation of the theoretical model of Lauga *et al.* [14]. Indeed, even though numerous linear relationships between the deflection in steady state and the fluid velocity have been reported [17, 21, 22], no systematic variation of viscosities has been performed. Our work demonstrates that the artificial papillae system can be used as a sensitive microrheometer to measure viscosities in a way similar to that operated by the tongue–palate system.

Finally, interestingly, the use of fluorescent microbeads as markers enables measurements of optically opaque liquids such as dairy food products. Our system has indeed been successfully used to probe rheological properties of yogurts and chocolate mousses (not shown). As a model dairy, we have used a mixture of milk and xanthan that exhibits, as many food products, a shear thinning behavior. We show that in this case the deflections of papillae are weakly dependent on the shear rate. From a biological point of view, our measurements thus imply that the sensory input, which is most likely related to the bending of papillae, is weakly dependent on the in-mouth shear stress. Texture perception of food products appears therefore robust across varying chewing conditions. Such a feature echoes tactile perception mechanisms in other contexts. In human tactile digital perception for instance, it is known that such robustness (to variations in the finger/object frictional properties for example...) provides the human hand the ability to maintain a stable grasp at all times [33]. Similarly, for rodents who use their facial whiskers to detect objects in their immediate vicinity, the whiskers vibrations elicited upon contact provide a detection mechanism that is robust over a large range of exploration conditions [34]. The present work suggests that the in-mouth texture perception of food products that have shear thinning rheological properties is equally robust to variations in the exploratory chewing conditions.

CONCLUSION AND PERSPECTIVES

In this work, we have developed and calibrated a novel sensor biomimetic of the human tongue–palate system, based on the deflections of cylindrical soft asperities reminiscent of the filiform papillae. For a given tongue, the same papilla can actually be reused more than typically 100 times without modifications of its mechanical response. Its operation time is rather limited by photobleaching of its fluorescent microbeads.

Our biomimetic sensor is therefore simple to set up and long-lasting.

We have shown that their deflection was proportional to the applied shear stress. We have provided a rigorous validation of the elasto-hydrodynamic model developed by Lauga and coauthors. Since the tongue tissue can be assumed elastic with a Young modulus of about 10 kPa [35], such an elasto-hydrodynamic model can be used to predict the deflection of papillae during liquid-based food products in-mouth perception. For future work, two main aspects will be addressed. First, the present experiments have focused on shear induced papillae deflections. It is known however from psychophysical studies [36] and ultrasound imaging of oral manipulation of fluids [37] that the in-mouth texture perception also involves squeeze flows corresponding to an upward motion of the tongue, whose consequences on papillae deflections have been theoretically modeled by Lauga *et al.* [14]. Experimental investigations of this exploration condition remain to be performed. Second, in this work, we have only considered the case of tongues covered with a low surface density of papillae, for which hydrodynamics interactions between papillae are negligible. Human tongues however, possess a much higher density of filiform papillae (~ 5 papillae/mm²), at which non-trivial coupled elasto-hydrodynamic effects are likely to occur [38]. The effect of papillae surface density on their deflections under shear will be the core of a forthcoming paper that will address them both experimentally and theoretically [24]. This work is of relevance to the psychophysics community since it will also help to better understand the textural coding of complex fluids in the oral cavity and allow to design future psychophysics studies associated with their soft matter physics interpretation.

ACKNOWLEDGEMENTS

Fruitful discussions with E. Lauga (DAMTP, University of Cambridge, Cambridge, UK) are greatly acknowledged. We also thank the imaging platform of IBPS (Sorbonne Université, Paris, France) for the microscope measurements, and L.-L. Pontani (LJP, Sorbonne Université, Paris, France) for her help in confocal microscopy imaging of the papillae. Finally, we are grateful to A. Chateauminois (SIMM, ESPCI, Paris, France) for giving us access to the SEM facilities of IPGG (Paris, France).

* alexis.prevost@sorbonne-universite.fr

- [1] L. Engelen, A. Van Der Bilt, M. Schipper, and F. Bosman, *Journal of Texture Studies* **36**, 373 (2005).
- [2] M. Trulsson and G. K. Essick, *Journal of Neurophysiology* **77**, 737 (1997).

- [3] B. L. Calvé, C. S. Léger, R. Babas, J. Gelin, A. Parker, P. Erni, and I. Cayeux, *Journal of Texture Studies* **46**, 200 (2015).
- [4] N. Godinot, “Human sensitivity to fat in emulsions,” (2006), unpublished data.
- [5] J. R. Stokes, M. W. Boehm, and S. K. Baier, *Current Opinion in Colloid & Interface Science* **18**, 349 (2013).
- [6] A. S. Burbidge, J. A. Cichero, J. Engmann, and C. M. Steele, *Applied Rheology* **26**, 64525 (2016).
- [7] J. Kokini, J. Kadane, and E. Cussler, *Journal of Texture Studies* **8**, 195 (1977).
- [8] B. J. Le Révérend, I. T. Norton, P. W. Cox, and F. Spyropoulos, *Current Opinion in Colloid & Interface Science* **15**, 84 (2010).
- [9] H. Ranc, C. Servais, P.-F. Chauvy, S. Debaud, and S. Mischler, *Tribology International* **39**, 1518 (2006).
- [10] G. K. Essick, A. Chopra, S. Guest, and F. McGlone, *Physiology and Behavior* **80**, 289 (2003).
- [11] A. Ghom and S. Mhaske, *Textbook of oral pathology* (Jaypee Brothers Medical Publishers New Delhi, 2008).
- [12] K. Yamashita and S. OdDalkhsuren, in *Tongue: Anatomy, Kinematics and Diseases*, edited by H. Kat and T. Shimizu (Nova Science Publishers, Inc., New-York, 2012) pp. 143–154.
- [13] R. L. Doty, *Handbook of olfaction and gustation* (John Wiley & Sons, 2015).
- [14] E. Lauga, C. J. Pipe, and B. Le Révérend, *Frontiers in Physics* **4**, 35 (2016).
- [15] Y. Moayedi, L. F. Duenas-Bianchi, and E. A. Lumpkin, *Scientific Reports* **8**, 9975 (2018).
- [16] S. S. Ranade, S.-H. Woo, A. E. Dubin, R. A. Moshourab, C. Wetzell, M. Petrus, J. Mathur, V. Bégay, B. Coste, J. Mainquist, *et al.*, *Nature* **516**, 121 (2014).
- [17] P. Venier, A. C. Maggs, M. F. Carlier, and D. Pantaloni, *Journal of Biological Chemistry* **269**, 13353 (1994).
- [18] S. Weinbaum, Y. Duan, L. M. Satlin, T. Wang, and A. M. Weinstein, *American Journal of Physiology-Renal Physiology* **299**, F1220 (2010).
- [19] A. Hudspeth, *Nature Reviews Neuroscience* **15**, 600 (2014).
- [20] M. Asadnia, A. G. P. Kottapalli, K. D. Karavitaki, M. E. Warkiani, J. Miao, D. P. Corey, and M. Triantafyllou, *Scientific Reports* **6**, 32955 (2016).
- [21] C. Brücker, J. Spatz, and W. Schröder, *Experiments in Fluids* **39**, 464 (2005).
- [22] J. S. Wexler, P. H. Trinh, H. Berthet, N. Quennouz, O. du Roure, H. E. Huppert, A. Lindner, and H. A. Stone, *Journal of Fluid Mechanics* **720**, 517 (2013).
- [23] J. Paek and J. Kim, *Nature Communications* **5**, 3324 (2014).
- [24] J.-B. Thomazo, E. Lauga, B. Le Révérend, E. Wandersman, and A. M. Prevost, “Hydrodynamic interactions tune the collective dynamics of cilia arrays,” (2019), in preparation.
- [25] K. L. Johnson, K. K., and A. D. Roberts, *Proceedings of the Royal Society of London A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences* **324**, 301 (1971).
- [26] K. L. Johnson, *Contact Mechanics* (Cambridge University Press, 1987).
- [27] A. Prevost, J. Scheibert, and G. Debrégeas, *The European Physical Journal E* **36**, 17 (2013).
- [28] E. Verneuil, *Écoulements et adhésion : rôle des microstructures*, Ph.D. thesis, Université Pierre et Marie Curie, Paris, France (2005).
- [29] T. Roesgen, *Experiments in Fluids* **35**, 252 (2003).
- [30] M. Guizar-Sicairos, S. T. Thurman, and J. R. Fienup, *Optics letters* **33**, 156 (2008).
- [31] J. L. Zatz and S. Knapp, *Journal of Pharmaceutical Sciences* **73**, 469 (1984).
- [32] C. Bruecker, *Optics Express* **24**, 21407 (2016).
- [33] R. S. Johansson and J. R. Flanagan, *Nature Reviews Neuroscience* **10**, 345 (2009).
- [34] L. N. Claverie, Y. Boubenec, G. Debrégeas, A. M. Prevost, and E. Wandersman, *Frontiers in Behavioral Neuroscience* **10**, 251 (2017).
- [35] D. Dresselhuis, E. Dehoog, M. Cohenstuart, and G. Vanaken, *Food Hydrocolloids* **22**, 323 (2008).
- [36] J. Whillis, *Journal of Anatomy* **80**, 115 (1946).
- [37] R. A. de Wijk, L. Engelen, and J. F. Prinz, *Appetite* **40**, 1 (2003).
- [38] J. Alvarado, J. Comtet, E. de Langre, and A. E. Hosoi, *Nature Physics* **13**, 1014 (2017).

Bibliographie

- [1] E. Lauga, C. J. Pipe, et B. Le Révérend. Sensing in the Mouth : A Model for Filiform Papillae as Strain Amplifiers. *Front. Phys.*, 4 (August) :35, 2016.
- Cité pages 1, 41, 42, 43, 47, 48, 123, 126, and 128. -
- [2] M. C. Bourne. *Food texture & viscosity : Concept and Measurement*. 2nd edition, 2002.
- Cité pages 9, 11, 23, and 28. -
- [3] H. Rohm. Consumer Awareness of Food Texture in Austria. *J. Texture Stud.*, 21(3) :363–374, 1990.
- Cité page 9 -
- [4] A. Szczesniak. *Food technology*. Institute of Food Technologists, 1990.
- Cité pages 9 and 11. -
- [5] A. S. Szczesniak et E. L. Kahn. Consumer Awareness of and Attitudes to Food Texture. *J. Texture Stud.*, 2(3) :280–295, sep 1971.
- Cité pages 9 and 11. -
- [6] S. Schiffman. Food recognition by the elderly. *Journals Gerontol.*, 32 (5) :586–592, 1977.
- Cité pages 9 and 28. -
- [7] S. S. Schiffman, G. Musante, et J. Conger. Application of multidimensional scaling to ratings of foods for obese and normal weight individuals. *Physiol. Behav.*, 21(3) :417–422, 1978.
- Cité page 9 -
- [8] A. V. Cardello. The role of the human senses in food acceptance. *Food Choice, Accept. Consum.*, pages 1–82, 1996.
- Cité page 9 -
- [9] N. D. Barnard. Trends in food availability, 1909–2007. *Am. J. Clin. Nutr.*, 91(5) :1530S–1536S, may 2010.
- Cité page 10 -

- [10] E. H. Zobel, T. W. Hansen, P. Rossing, et B. J. von Scholten. Global Changes in Food Supply and the Obesity Epidemic. *Curr. Obes. Rep.*, 5(4) :449–455, 2016.
- Cité page 10 -
- [11] OMS. Rapport de la commission pour : Mettre fin à l'obésité de l'enfant. Technical report, 2016.
- Cité page 10 -
- [12] J. L. Childs et M. Drake. Consumer Perception of Fat Reduction in Cheese. *J. Sens. Stud.*, 24(6) :902–921, dec 2009.
- Cité page 10 -
- [13] C. Wilkinson, G. Dijksterhuis, et M. Minekus. From food structure to texture. *Trends Food Sci. Technol.*, 11(12) :442–450, dec 2000.
- Cité page 10 -
- [14] T. A. Rovers, G. Sala, E. Van der Linden, et M. B. Meinders. Potential of Microbubbles as Fat Replacer : Effect on Rheological, Tribological and Sensorial Properties of Model Food Systems. *J. Texture Stud.*, 47(3) :220–230, 2016.
- Cité page 10 -
- [15] N. Daget et M. Joerg. Creamy Perception II : In Model Soups. *J. Texture Stud.*, 22 :169–189, 1991.
- [16] L. Laguna, G. Farrell, M. Bryant, A. Morina, et A. Sarkar. Relating rheology and tribology of commercial dairy colloids to sensory perception. *Food Funct.*, 8(2) :563–573, 2017.
- [17] M. Minor, M. H. Vingerhoeds, F. D. Zoet, R. de Wijk, et G. A. van Aken. Preparation and sensory perception of fat-free foams - effect of matrix properties and level of aeration. *Int. J. Food Sci. Technol.*, 44(4) :735–747, apr 2009.
- Cité page 10 -
- [18] A. S. Szczesniak. Consumer awareness of and attitudes to food texture II. Children and teenagers. *J. Texture Stud.*, 3(2) :206–217, 1972.
- Cité page 10 -
- [19] T. H. Shawker, B. Sonies, M. Stone, et B. J. Baum. Real-time ultrasound visualization of tongue movement during swallowing. *J. Clin. Ultrasound*, 11(9) :485–490, 1983.
- Cité pages 10, 17, 42, and 46. -
- [20] J. A. Robbins, J. A. Logemann, et H. S. Kirshner. Swallowing and speech production in Parkinson's disease. *Ann. Neurol.*, 19(3) :283–287, 1986.

- [21] E. Flynn, C. H. Smith, C. D. Walsh, et M. Walshe. Modifying the consistency of food and fluids for swallowing difficulties in dementia. *Cochrane Database Syst. Rev.*, (9), sep 2018.
- Cité page 10 -
- [22] M. Stieger et F. Van de Velde. Microstructure, texture and oral processing : New ways to reduce sugar and salt in foods. *Curr. Opin. Colloid Interface Sci.*, 18(4) :334–348, 2013.
- Cité pages 11 and 27. -
- [23] C. Daniel et A.-C. Roudot. La terminologie de la texture des aliments. *Meta J. des traducteurs*, 52(2) :342, 2012.
- Cité pages 11 and 28. -
- [24] S. A. Matz. Food texture. *Food texture.*, 1962.
- [25] A. S. Szczesniak. Classification of Textural Characteristics. *J. Food Sci.*, 28(4) :385–389, jul 1963.
- [26] F. Shama et P. Sherman. Identification of Stimuli controlling the sensory evaluation of viscosity II. Oral Methods. *J. Texture Stud.*, 4 (1) :111–118, apr 1973.
- Cité pages 33, 34, 35, and 67. -
- [27] H. Corey et E. E. Finney. Texture in foodstuffs. *C R C Crit. Rev. Food Technol.*, 1(2) :161–198, may 1970.
- [28] R. Jowitt. The Terminology of Food Texture. *J. Texture Stud.*, 5(3) : 351–358, oct 1974.
- [29] J. G. Kapsalis, A. Kramer, et A. S. Szczesniak. Quantification of Objective and Sensory Texture Relations. In *Texture Meas. Foods*, pages 130–160. Springer Netherlands, Dordrecht, 1973.
- [30] A. S. Szczesniak. Texture is a sensory property. *Food Qual. Prefer.*, 13(4) :215–225, 2002.
- Cité page 11 -
- [31] J. Chen. Food oral processing-A review. *Food Hydrocoll.*, 23(1) :1–25, 2009.
- Cité pages 11 and 17. -
- [32] M. Scanlon et M. Zghal. Bread properties and crumb structure. *Food Res. Int.*, 34(10) :841–864, jan 2001.
- Cité page 11 -
- [33] N. Hagura, H. Barber, et P. Haggard. Food vibrations : Asian spice sets lips trembling. *Proc. R. Soc. B Biol. Sci.*, 280(1770), 2013.
- Cité page 11 -

- [34] R. L. Doty. *Handbook of Olfaction and Gustation*. Third edition, 2015.
- Cité pages 11, 18, and 19. -
- [35] B. Y. R. S. Johansson et A. B. Vallbo. Tactile Sensibility in the Human Hand : Relative and Absolute Densities of Four Types of Mechanoreceptive Units in Glabrous Skin. *J. Physiol.*, (286) :283–300, 1979.
- Cité pages 12 and 13. -
- [36] I. Darian-Smith. The Sense of Touch : Performance and Peripheral Neural Processes. In *Compr. Physiol.*, chapter Supplement, pages 739–788. John Wiley & Sons, Inc., Hoboken, NJ, USA, jan 1984.
- Cité page 12 -
- [37] R. S. Johansson et Å. B. Vallbo. Tactile sensory coding in the glabrous skin of the human hand. *Trends Neurosci.*, 6 :27–32, jan 1983.
- Cité page 13 -
- [38] A. B. Vallbo et R. S. Johansson. Properties of cutaneous mechanoreceptors in the human hand related to touch sensation. *Hum. Neurobiol.*, 3(1) :3–14, 1984.
- Cité page 13 -
- [39] M. Knibestöl et Å. B. Vallbo. Single Unit Analysis of Mechanoreceptor Activity from the Human Glabrous Skin. *Acta Physiol. Scand.*, 80(2) :178–195, oct 1970.
- Cité page 13 -
- [40] R. Johansson. Skin Mechanoreceptors in the Human Hand : Receptive Field Characteristics. *Sens. Funct. Ski. Primates*, pages 159–170, 1976.
- Cité page 14 -
- [41] R. S. Johansson, U. Landström, et R. Lundström. Responses of mechanoreceptive afferent units in the glabrous skin of the human hand to sinusoidal skin displacements. *Brain Res.*, 244(1) :17–25, 1982.
- Cité page 14 -
- [42] M. A. Muniak, S. Ray, S. S. Hsiao, J. F. Dammann, et S. J. Bensmaia. The Neural Coding of Stimulus Intensity : Linking the Population Response of Mechanoreceptive Afferents with Psychophysical Behavior. *J. Neurosci.*, 27(43) :11687–11699, 2007.
- Cité page 14 -
- [43] A. J. Scheibert, S. Leurent, A. Prevost, et G. Debrégeas. Sensor The Role of Fingerprints in the Coding of Tactile Information Probed with a Biomimetic Sensor. *Science (80-.)*, 323(5920) :1503–1506, 2009.
- Cité pages 15, 16, and 18. -

- [44] L. R. Manfredi, A. T. Baker, D. O. Elias, J. F. Dammann, M. C. Zielinski, V. S. Polashock, et S. J. Bensmaia. The Effect of Surface Wave Propagation on Neural Responses to Vibration in Primate Glabrous Skin. *PLoS One*, 7(2) :e31203, feb 2012.
- Cité pages 14 and 15. -
- [45] X. Libouton, O. Barbier, Y. Berger, L. Plaghki, et J. L. Thonnard. Tactile roughness discrimination of the finger pad relies primarily on vibration sensitive afferents not necessarily located in the hand. *Behav. Brain Res.*, 229(1) :273–279, 2012.
- Cité page 15 -
- [46] E. Wandersman, R. Candelier, G. Debrégeas, et A. Prevost. Texture-induced modulations of friction force : The fingerprint effect. *Phys. Rev. Lett.*, 107(16) :1–5, oct 2011.
- Cité pages 16 and 18. -
- [47] V. B. Mountcastle. *Medical physiology*. 13th edition, 1974.
- Cité page 16 -
- [48] B. Berkowitz, G. Holland, et B. Moxham. *Oral Anatomy, histology and embryology*. 2009.
- Cité pages 16, 18, 19, and 20. -
- [49] P. Lucas, J. Prinz, K. Agrawal, et I. Bruce. Food physics and oral physiology. *Food Qual. Prefer.*, 13(4) :203–213, jun 2002.
- Cité pages 16 and 17. -
- [50] R. M. Alexander. Optimum gut structure for specified diets. *Dig. Syst. Mamm. food, form Funct. (D. Chivers P. Langer, eds.)*. Cambridge Univ. Press. Cambridge, United Kingdom, page 446, 1994.
- Cité page 16 -
- [51] F. McGlone et D. Reilly. The cutaneous sensory system. *Neurosci. Biobehav. Rev.*, 34(2) :148–159, 2010.
- Cité page 16 -
- [52] L. Engelen et A. Van Der Bilt. Oral physiology and texture perception of semisolids. *J. Texture Stud.*, 39(1) :83–113, 2008.
- Cité page 17 -
- [53] M. Devezeaux de Lavergne, F. van de Velde, et M. Stieger. Bolus matters : the influence of food oral breakdown on dynamic texture perception. *Food Funct.*, 8(2) :464–480, 2017.
- Cité page 17 -

- [54] M. L. Jalabert-Malbos, A. Mishellany-Dutour, A. Woda, et M. A. Peyron. Particle size distribution in the food bolus after mastication of natural foods. *Food Qual. Prefer.*, 18(5) :803–812, 2007.
- Cité page 17 -
- [55] C.-l. Peng et R.-r. Miethke. Ultrasonographic Measurement of Tongue Movement During Swallowing. pages 15–20, 2000.
- Cité page 17 -
- [56] L. T. Robertson, J. H. Levy, D. Petrisor, D. J. Lilly, et W. Dong. Vibration perception thresholds of human maxillary and mandibular central incisors. *Arch. Oral Biol.*, 48(4) :309–316, apr 2003.
- Cité page 17 -
- [57] G. Ravasini, M. Bonanini, et S. Palla. Thickness discrimination threshold during conscious biting and chewing. *Schweizerische Monats-schrift fur Zahnmedizin = Rev. Mens. suisse d'odonto-stomatologie = Riv. Mens. Svizz. di Odontol. e Stomatol.*, 94(2) :195–200, feb 1984.
- Cité page 17 -
- [58] S. P. Humphrey et R. T. Williamson. A review of saliva : Normal composition, flow, and function. *J. Prosthet. Dent.*, 85(2) :162–169, feb 2001.
- Cité page 18 -
- [59] R. Candelier, G. Debrégeas, et A. Prevost. Perception of Surface Defects by Active Exploration with a Biomimetic Tactile Sensor. jul 2010.
- Cité page 18 -
- [60] A. Kullaa-Mikkonen, M. Hynynen, et P. Hyvöninen. Filiform Papillae of Human, Rat and Swine Tongue. *Cells Tissues Organs*, 130(3) :280–284, 1987.
- Cité page 19 -
- [61] S. I. Iwasaki. Evolution of the structure and function of the vertebrate tongue. *J. Anat.*, 201(1) :1–13, 2002.
- Cité pages 18, 19, and 20. -
- [62] D. M. Dresselhuis, E. H. de Hoog, M. A. Cohen Stuart, et G. A. van Aken. Application of oral tissue in tribological measurements in an emulsion perception context. *Food Hydrocoll.*, 2008.
- Cité pages 18, 19, 20, 30, and 48. -
- [63] R. D. Kamm, J. Lammerding, et M. R. K. Mofrad. Cellular Nanomechanics. In B. Bhushan, editor, *Springer Handb. Nanotechnol.*, pages 1069–1100. Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg, 2010.
- Cité page 18 -

- [64] T. K. Berdyeva, C. D. Woodworth, et I. Sokolov. Human epithelial cells increase their rigidity with ageing in vitro : Direct measurements. *Phys. Med. Biol.*, 50(1) :81–92, 2005.
- Cité page 18 -
- [65] K. Kunze. *Advances in anatomy, embryology and cell biology ergebnisse der anatomie und entwicklungsgeschichte revues d'anatomie et de morphologic expérimentale*, volume 10. 1969.
- Cité page 18 -
- [66] 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. *Physiol. Behav.*, 80(2-3) :289–302, 2003.
- Cité pages 18, 21, and 107. -
- [67] M. Manabe, H. W. Lim, M. Winzer, et C. A. Loomis. Architectural Organization of Filiform Papillae in Normal and Black Hairy Tongue Epithelium. *Arch. Dermatol.*, 135(2) :177–181, feb 1999.
- Cité page 19 -
- [68] H. Ranc, C. Servais, P.-F. Chauvy, S. Debaud, et S. Mischler. Effect of surface structure on frictional behaviour of a tongue/palate tribological system. *Tribol. Int.*, 39(12) :1518–1526, dec 2006.
- Cité pages 19, 20, and 48. -
- [69] A. Ghom et S. Mhaske. *Textbook of oral pathology*. JP Medical Ltd, 2010.
- Cité pages 19 and 48. -
- [70] K. Yamashita et S. OdDalkhsuren. The Papillae of the human tongue. In H. Kat et T. Shimizu, editors, *Tongue Anatomy, Kinemat. Dis.*, pages 54–143. Nova Science, Hauppauge, NY, 2012.
- Cité page 19 -
- [71] Shafer, Hine, et Levy. *Shafer's Textbook Of Oral Pathology*. Elsevier, Noida, sixth edition, 2009.
- Cité page 20 -
- [72] R. Johansson, M. Trulsson, K. Olsson, et K.-G. Westberg. Mechano-receptor activity form the human face and oral mucosa. *Exp. Brain Reasearch*, (72) :204–208, 1988.
- Cité page 20 -
- [73] M. Trulsson et G. K. Essick. Low-Threshold Mechanoreceptive Afferents in the Human Lingual Nerve. *J. Neurophysiol.*, 77(2) :737–748, 1997.
- Cité pages 20 and 22. -

- [74] M. Trulsson et R. S. Johansson. Orofacial mechanoreceptors in humans : encoding characteristics and responses during natural orofacial behaviors. *Behav. Brain Res.*, 135(1-2) :27–33, sep 2002.
- Cité page 20 -
- [75] C. D. Marlow, R. K. Winkelmann, et J. A. Gibilisco. General Sensory Innervation of the Human Tongue. *Anat. Rec.*, (152) :503–512, 1965.
- Cité page 21 -
- [76] Y. Moayedi, L. F. Duenas-Bianchi, et E. A. Lumpkin. Somatosensory innervation of the oral mucosa of adult and aging mice. *Sci. Rep.*, 8(1) :9975, dec 2018.
- Cité page 21 -
- [77] O. Sato, T. Maeda, S. Kobayashi, T. Iwanaga, et T. Fujita. Filiform papillae as a sensory apparatus in the tongue : an immunohistochemical study of nervous elements by use of neurofilament protein (NFP) and S-100 protein antibodies. *Cell Tissue Res.*, 41(7) :627–630, 1988.
- Cité page 21 -
- [78] S. S. Ranade, S.-H. Woo, A. E. Dubin, R. A. Moshourab, C. Wetzel, M. Petrus, J. Mathur, V. Bégay, B. Coste, J. Mainquist, A. J. Wilson, A. G. Francisco, K. Reddy, Z. Qiu, J. N. Wood, G. R. Lewin, et A. Patapoutian. Piezo2 is the major transducer of mechanical forces for touch sensation in mice. *Nature*, 516(7529) :121–125, dec 2014.
- Cité page 21 -
- [79] O. Arda et N. Göksüğü. Basic histological structure and functions of facial skin. *Clin. Dermatol.*, 32(1) :3–13, jan 2014.
- Cité page 21 -
- [80] T. Fujiki, T. Takano-Yamamoto, K. Tanimoto, J. N. P. Sinovcic, S. Miyawaki, et T. Yamashiro. Deglutitive movement of the tongue under local anesthesia. *Am. J. Physiol. Liver Physiol.*, 280(6) :G1070–G1075, jun 2001.
- Cité page 22 -
- [81] A. Kutter, C. Hanesch, C. Rauh, et A. Delgado. Impact of proprioception and tactile sensations in the mouth on the perceived thickness of semi-solid foods. *Food Qual. Prefer.*, 22(2) :193–197, 2011.
- Cité page 22 -
- [82] T. Aktar, J. Chen, R. Ettelaie, et M. Holmes. Tactile Sensitivity and Capability of Soft-Solid Texture Discrimination. *J. Texture Stud.*, 46(6) :429–439, 2015.
- Cité pages 22 and 23. -

- [83] R. W. Van Boven et K. O. Johnson. The Limit of Tactile Spatial Resolution in Humans. *Neurology*, 44(December) :1074–1078, 1994.
- Cité page 23 -
- [84] M. A. Amerine, R. M. Pangborn, et E. B. Roessler. *Principles of sensory evaluation of food*. Academic Press, 1965.
- Cité page 23 -
- [85] H. T. Lawless et H. Heymann. *Sensory evaluation of food Principles and Practices*. Springer, second edition, 2010.
- Cité pages 23 and 25. -
- [86] J. M. Dessirier, J. M. Sieffermann, et M. O’Mahony. Taste discrimination by the 3-AFC method : Testing sensitivity predictions regarding particular tasting sequences based on the sequential sensitivity analysis model. *J. Sens. Stud.*, 14(3) :271–287, 1999.
- Cité page 23 -
- [87] J. Rodríguez-García, A. Puig, A. Salvador, et I. Hernando. Optimization of a Sponge Cake Formulation with Inulin as Fat Replacer : Structure, Physicochemical, and Sensory Properties. *J. Food Sci.*, 77(2), 2012.
- Cité page 24 -
- [88] P. Cayot, F. Schenker, G. Houzé, C. Sulmont-Rossé, et B. Colas. Creaminess in relation to consistency and particle size in stirred fat-free yogurt. *Int. Dairy J.*, 18(3) :303–311, 2008.
- Cité pages 24, 25, 26, 27, 28, 29, and 74. -
- [89] L. Engelen, A. Van Der Bilt, M. Schipper, et F. Bosman. Oral size perception of particles : Effect of size, type, viscosity and method. *J. Texture Stud.*, 2005.
- Cité pages 26 and 73. -
- [90] C. Tournier, C. Martin, E. Guichard, S. Issanchou, et C. Sulmont-Rossé. Contribution to the understanding of consumers’ creaminess concept : A sensory and a verbal approach. *Int. Dairy J.*, 17(5) :555–564, 2007.
- Cité page 27 -
- [91] T. Aktar. *Determining the Detection Threshold for Perception of Selected Textural Attributes*. PhD thesis, 2015.
- Cité page 27 -
- [92] N. J. Richardson-Harman, R. Stevens, S. Walker, J. Gamble, M. Miller, M. Wong, et A. McPherson. Mapping consumer perceptions of creaminess and liking for liquid dairy products. *Food Qual. Prefer.*,

- 11(3) :239–246, may 2000.
- Cité page 27 -
- [93] J. L. Kokini. The physical basis of liquid food texture and texture-taste interactions. *J. Food Eng.*, 6(1) :51–81, 1987.
- Cité pages 27 and 30. -
- [94] J. L. Kokini et E. L. Cussler. Predicting the Texture of Liquid and Melting Semi-Solid Foods. *J. Food Sci.*, 48(4) :1221–1225, 1983.
- Cité pages 27 and 29. -
- [95] J. L. Kokini, J. B. Kadane, et E. L. Cussler. Liquid Texture Perceived in the Mouth. *J. Texture Stud.*, 8(2) :195–218, 1977.
- Cité pages 27 and 30. -
- [96] D. J. Mela. Sensory assessment of fat content in fluid dairy products. *Appetite*, 10(1) :37–44, feb 1988.
- Cité page 27 -
- [97] J. V. Verhagen, E. T. Rolls, et M. Kadohisa. Neurons in the Primate Orbitofrontal Cortex Respond to Fat Texture Independently of Viscosity. *J. Neurophysiol.*, 90(3) :1514–1525, sep 2003.
- Cité page 27 -
- [98] A. Rohart, J.-M. Sieffermann, et C. Michon. Effect of micro-gel shape and concentration on sensory perception of micro-gels-enriched stirred yoghurts. *Colloids Surfaces A Physicochem. Eng. Asp.*, 475 :94–102, jun 2015.
- Cité pages 27 and 67. -
- [99] H. T. Lawless et G. V. Civille. The importance of language in describing perceptions. *J. Sens. Stud.*, 1(3-4) :203–215, 1986.
- Cité page 27 -
- [100] K. Nishinari, F. Hayakawa, C. F. Xia, L. Huang, J. F. Meullenet, et J. M. Sieffermann. Comparative study of texture terms : English, French, Japanese and Chinese. *J. Texture Stud.*, 2008.
- Cité page 27 -
- [101] G. V. Civille et A. S. Szczesniak. Guidelines to Training a texture profile panel. *J. Texture Stud.*, 4 :204–223, 1973.
- Cité page 27 -
- [102] W. Velle. Sex Differences in Sensory Functions. *Perspect. Biol. Med.*, 30(4) :490–522, 1987.
- Cité page 28 -

- [103] K. Elfhag et C. Erlanson-Albertsson. Sweet and fat taste preference in obesity have different associations with personality and eating behavior. *Physiol. Behav.*, 88(1-2) :61–66, 2006.
- Cité page 28 -
- [104] A. Drewnowski, J. D. Brunzell, K. Sande, P. H. Iverius, et M. R. Greenwood. Sweet tooth reconsidered : Taste responsiveness in human obesity. *Physiol. Behav.*, 35(4) :617–622, 1985.
- Cité page 28 -
- [105] H. G. Muller. Routine rheological tests in the British food industry. *Int. J. Food Sci. Technol.*, 4(1) :83–92, mar 1969.
- Cité page 28 -
- [106] E. E. Finney. Dynamic Elastic Properties and Sensory Quality of Apple Fruit. *J. Texture Stud.*, 2(1) :62–74, 1971.
- Cité page 28 -
- [107] D. Kilcast et S. Clegg. Sensory perception of creaminess and its relationship with food structure. *Food Qual. Prefer.*, 13(7-8) :609–623, oct 2002.
- Cité page 29 -
- [108] M. M. Khin, W. Zhou, et S. Y. Yeo. Mass transfer in the osmotic dehydration of coated apple cubes by using maltodextrin as the coating material and their textural properties. *J. Food Eng.*, 81(3) :514–522, aug 2007.
- Cité page 29 -
- [109] H. H. Friedman, J. E. Whitney, et A. S. Szczesniak. The Texturometer—A New Instrument for Objective Texture Measurement. *J. Food Sci.*, 28(4) :390–396, 1963.
- Cité page 30 -
- [110] A. S. Szczesniak, M. A. Brandt, et H. H. Friedman. Development of Standard Rating Scales for Mechanical Parameters of Texture and Correlation Between the Objective and the Sensory Methods of Texture Evaluation. *J. Food Sci.*, 28(4) :397–403, jul 1963.
- Cité page 30 -
- [111] J. Chen et J. R. Stokes. Rheology and tribology : Two distinctive regimes of food texture sensation. *Trends Food Sci. Technol.*, 25(1) : 4–12, 2012.
- Cité page 30 -
- [112] J. R. Stokes, M. W. Boehm, et S. K. Baier. Oral processing, texture and mouthfeel : From rheology to tribology and beyond. *Curr. Opin.*

- Colloid Interface Sci.*, 18(4) :349–359, aug 2013.
- Cité page 30 -
- [113] C. Pradal et J. R. Stokes. Oral tribology : Bridging the gap between physical measurements and sensory experience. *Curr. Opin. Food Sci.*, 9 :34–41, 2016.
- Cité page 30 -
- [114] J. Scher. Rhéologie , texture et texturation des produits alimentaires Rhéologie , texture et texturation des produits alimentaires. *Tech. l'ingénieur*, 33(0), 2014.
- Cité page 30 -
- [115] G. S. Blair. Rheology in Food Research. *Adv. Food Res.*, 8 :1–61, jan 1958.
- [116] G. W. White. Rheology in food research. *Int. J. Food Sci. Technol.*, 5(1) :1–32, jun 1970.
- Cité page 30 -
- [117] S. Prakash, D. D. Y. Tan, et J. Chen. Applications of tribology in studying food oral processing and texture perception. *Food Res. Int.*, 54(2) :1627–1635, dec 2013.
- Cité page 30 -
- [118] D. M. Dresselhuis, H. J. Klok, M. A. C. Stuart, R. J. de Vries, G. A. van Aken, et E. H. A. de Hoog. Tribology of o/w Emulsions Under Mouth-like Conditions : Determinants of Friction. *Food Biophys.*, 2 (4) :158–171, dec 2007.
- Cité page 30 -
- [119] G. Cassin, E. Heinrich, et H. A. Spikes. The influence of surface roughness on the lubrication properties of adsorbing and non-adsorbing biopolymers. *Tribol. Lett.*, 11(2) :95–102, 2001.
- Cité page 31 -
- [120] M. Malone, I. Appelqvist, et I. Norton. Oral behaviour of food hydrocolloids and emulsions. Part 1. Lubrication and deposition considerations. *Food Hydrocoll.*, 17(6) :763–773, 2003.
- Cité page 31 -
- [121] A. Einstein. A new determination of molecular dimensions. *Ann. Phys.*, 4(19) :289–306, 1906.
- Cité pages 32, 73, and 79. -
- [122] J. F. Brady et D. R. Foss. Structure, diffusion and rheology of Brownian suspensions by Stokesian Dynamics simulation. *J. Fluid Mech.*,

- 407 :167–200, 2000.
- Cité pages 32 and 33. -
- [123] J. H. Prentice. Rheology and texture of dairy products. *J. Texture Stud.*, 3 :415–458, 1972.
- Cité pages 32 and 33. -
- [124] F. Shama, C. Parkinson, et P. Sherman. Sensory Evaluation of Viscosity. *J. Texture Stud.*, 4, 1973.
- Cité pages 34 and 67. -
- [125] A. Alghooneh, S. M. A. Razavi, et F. Behrouzian. Rheological characterization of hydrocolloids interaction : A case study on sga eseed gum-xanthan blends. *Food Hydrocoll.*, 66 :206–215, 2017.
- Cité pages 33 and 68. -
- [126] M. Akhtar, J. Stenzel, B. S. Murray, et E. Dickinson. Factors affecting the perception of creaminess of oil-in-water emulsions. *Food Hydrocoll.*, 19(3) :521–526, may 2005.
- Cité page 33 -
- [127] C. Zhang, J. Stokes, et A. Taylor. The effects of high shear rheology on flavour perception. 16, 2008.
- [128] A. L. Ferry, J. Hort, J. R. Mitchell, D. J. Cook, S. Lagarrigue, et B. Valles Pamies. Viscosity and flavour perception : Why is starch different from hydrocolloids? *Food Hydrocoll.*, 20(6) :855–862, 2006.
- [129] A. L. Koliandris, C. Morris, L. Hewson, J. Hort, A. J. Taylor, et B. Wolf. Correlation between saltiness perception and shear flow behaviour for viscous solutions. *Food Hydrocoll.*, 24(8) :792–799, 2010.
- Cité page 33 -
- [130] F. W. Wood. Psychophysical Studies on the Consistency of Liquid Foods. *Rheol. Texture Food Stuffs, SCI Monogr.*, (27) :40–49, 1968.
- Cité page 33 -
- [131] M. C. Bourne. Limitations of Rheology in Food Texture Measurements. *J. Texture Stud.*, 8(2) :219–227, 1977.
- Cité page 35 -
- [132] M. C. Bourne. Method for Obtaining Compression and Shear Coefficients of Foods Using Cylindrical Punches. *J. Texture Stud.*, 5(4) : 459–469, 1975.
- Cité page 35 -
- [133] D. Huc, C. Michon, C. Bedoussac, et V. Bosc. Design of a multi-scale texture study of yoghurts using rheology, and tribology mimicking the

- eating process and microstructure characterisation. *Int. Dairy J.*, 61 : 126–134, oct 2016.
- Cité page 35 -
- [134] B. Bathellier, F. G. Barth, J. T. Albert, et J. A. Humphrey. Viscosity-mediated motion coupling between pairs of trichobothria on the leg of the spider *Cupiennius salei*. *J. Comp. Physiol. A Neuroethol. Sensory, Neural, Behav. Physiol.*, 191(8) :733–746, 2005.
- Cité pages 39, 106, and 108. -
- [135] J. Casas, T. Steinmann, et G. Krijnen. Why do insects have such a high density of flow-sensing hairs? Insights from the hydromechanics of biomimetic MEMS sensors. *J. R. Soc. Interface*, 7(51) :1487–1495, 2010.
- Cité pages 39, 106, and 108. -
- [136] B. P. Chagnaud, C. Brucker, M. H. Hofmann, et H. Bleckmann. Measuring Flow Velocity and Flow Direction by Spatial and Temporal Analysis of Flow Fluctuations. *J. Neurosci.*, 28(17) :4479–4487, 2008.
- Cité pages 39, 106, and 123. -
- [137] H. A. Praetorius et K. R. Spring. A Physiological View of the Primary Cilium. *Annu. Rev. Physiol.*, 67(1) :515–529, 2005.
- Cité page 40 -
- [138] Y. N. Young, M. Downs, et C. R. Jacobs. Dynamics of the primary cilium in shear flow. *Biophys. J.*, 103(4) :629–639, 2012.
- Cité page 40 -
- [139] C. Pozrikidis. Shear flow over cylindrical rods attached to a substrate. *J. Fluids Struct.*, 26(3) :393–405, 2010.
- Cité page 40 -
- [140] E. A. Schwartz, M. L. Leonard, R. Bizios, et S. S. Bowser. Analysis and modeling of the primary cilium bending response to fluid shear. *Am. J. Physiol. Physiol.*, 272(1) :F132–F138, 1997.
- Cité page 40 -
- [141] R. Frisch-Fay. Flexible Bars, 1962.
- Cité page 40 -
- [142] P. Venier, A. C. Maggs, M.-F. Carlier, et D. Pantaloni. Analysis of microtubule rigidity using hydrodynamic flow and thermal fluctuations. *J. Biol. Chem.*, 269(18) :13353–13360, 1994.
- Cité pages 40 and 41. -

- [143] O. du Roure, A. Lindner, E. N. Nazockdast, et M. J. Shelley. Dynamics of Flexible Fibers in Viscous Flows and Fluids. *Annu. Rev. Fluid Mech.*, 51(1) :539–572, 2019.
- Cité pages 40, 74, and 122. -
- [144] J. S. Wexler, P. H. Trinh, H. Berthet, N. Quennouze, O. Du Roure, H. E. Huppert, A. Linder, et H. A. Stone. Bending of elastic fibres in viscous flows : The influence of confinement. *J. Fluid Mech.*, 720 : 517–544, 2013.
- Cité page 40 -
- [145] C. Brücker, J. Spatz, et W. Schröder. Feasability study of wall shear stress imaging using microstructured surfaces with flexible micropillars. *Exp. Fluids*, 39(2) :464–474, 2005.
- Cité page 41 -
- [146] J. Whillis. Movements of the tongue. *J. Anat.*, 80(Pt 3) :115–116, 1946.
- Cité page 42 -
- [147] M. Stone et T. H. Shawker. An ultrasound examination of tongue movement during swallowing. *Dysphagia*, 1(2) :78–83, 1986.
- Cité pages 42 and 46. -
- [148] M. A. Nicosia et J. Robbins. The fluid mechanics of bolus ejection from the oral cavity. *J. Biomech.*, 34(12) :1537–1544, dec 2001.
- Cité page 42 -
- [149] J. Happel et H. Brenner. Low Reynolds Number Hydrodynamics. *Martinus Nijhoff*, 1983.
- Cité page 43 -
- [150] C. H. Wiggins et R. E. Goldstein. Flexive and Propulsive Dynamics of Elastica at Low Reynolds Number. *Phys. Rev. Lett.*, 80(17) :3879–3882, apr 1998.
- Cité page 43 -
- [151] T. R. Powers. Dynamics of filaments and membranes in a viscous fluid. *Rev. Mod. Phys.*, 82(2) :1607–1631, 2010.
- Cité page 43 -
- [152] F. G. Barth. Mechanics to pre-process information for the fine tuning of mechanoreceptors. *J. Comp. Physiol. A*, (0123456789), 2019.
- Cité page 47 -
- [153] K. L. Johnson, K. Kendall, et A. D. Roberts. Surface Energy and the Contact of Elastic Solids. *Proc. R. Soc. A Math. Phys. Eng. Sci.*, 324

- (1558) :301–313, 1971.
- Cité page 51 -
- [154] A. Prevost, J. Scheibert, et G. Debrégeas. Probing the micromechanics of a multi-contact interface at the onset of frictional sliding. *Eur. Phys. J. E*, 36(2), 2013.
- Cité page 51 -
- [155] E. Verneuil, B. Ladoux, A. Buguin, et P. Silberzan. Adhesion on microstructured surfaces. *J. Adhes.*, 83(5) :449–472, 2007.
- Cité page 52 -
- [156] R. N. Palchesko, L. Zhang, Y. Sun, et A. W. Feinberg. Development of Polydimethylsiloxane Substrates with Tunable Elastic Modulus to Study Cell Mechanobiology in Muscle and Nerve. *PLoS One*, 7(12) : e51499, dec 2012.
- Cité page 52 -
- [157] A. K. Price, K. M. Anderson, et C. T. Culbertson. Demonstration of an integrated electroactive polymer actuator on a microfluidic electrophoresis device. *Lab Chip*, 9(14) :2076, jul 2009.
- Cité page 52 -
- [158] A. C. M. Kuo. Polydimethylsiloxane. In *Polym. Data Handb.*, pages 411–435. 1999.
- Cité page 52 -
- [159] H. P. R. Frederikse et D. R. Lide. *CRC Handbook of Chemistry and Physics : A Ready-reference Book of Chemical and Physical Data*. 88th edition, 1996.
- Cité page 52 -
- [160] N. Otsu. A Threshold Selection Method from Gray-Level Histograms. *IEEE Trans. Syst. Man. Cybern.*, 20(1) :62–66, 1979.
- Cité page 56 -
- [161] T. Roesgen. Optimal subpixel interpolation in particle image velocimetry. *Exp. Fluids*, 35(3) :252–256, 2003.
- Cité page 57 -
- [162] C. Shannon. Communication In The Presence Of Noise (Republished). *Proc. IEEE*, 86(2) :447–457, 1998.
- Cité page 57 -
- [163] M. Guizar-Sicairos, S. T. Thurman, et J. R. Fienup. Efficient subpixel image registration algorithms. *Opt. Lett.*, 33(2) :156–158, 2008.
- Cité page 57 -

- [164] N. S. Cheng. Formula for the viscosity of a glycerol-water mixture. *Ind. Eng. Chem. Res.*, 47(9) :3285–3288, 2008.
- Cité page 60 -
- [165] F. F. Abraham. Functional dependence of drag coefficient of a sphere on reynolds number. *Phys. Fluids*, 13(8) :2194–2195, 1970.
- Cité page 64 -
- [166] L. D. Landau et E. M. Lifshitz. *Fluid Mechanics*. Second edition, 1987.
- Cité page 64 -
- [167] S. Tomotika. The laminar boundary layer on the surface of a sphere in a uniform stream. *Aeronaut. Res. Community Rep.*, (1678) :14, 1937.
- Cité page 65 -
- [168] E. Lauga. CONFIDENTIAL : To the attention of Neslté Research Fluid mechanics around filiform papillae. Technical report, 2015.
- Cité pages 67 and 112. -
- [169] M. K. Krokida, Z. B. Maroulis, et G. D. Saravacos. Rheological properties of fluid fruit and vegetable puree products : Compilation of literature data. *Int. J. Food Prop.*, 4(2) :179–200, 2001.
- Cité page 67 -
- [170] H. Wildmoser, J. Scheiwiller, et E. J. Windhab. Impact of disperse microstructure on rheology and quality aspects of ice cream. *LWT - Food Sci. Technol.*, 37(8) :881–891, 2004.
- Cité page 67 -
- [171] C. A. Jimenez-Junca, J. C. Gumy, A. Sher, et K. Niranjana. Rheology of Milk Foams Produced by Steam Injection. *J. Food Sci.*, 76(9), 2011.
- Cité page 67 -
- [172] W. Ostwald. de Waele-Ostwald equation. *Kolloid Zeitschrift*, 47(2) : 176–187, 1929.
- Cité page 68 -
- [173] J. L. Zatz et S. Knapp. Viscosity of xanthan gum solutions at low shear rates. *J Pharm Sci*, 73(4) :468–471, 1984.
- Cité pages 69, 70, and 71. -
- [174] R. S. Johansson et J. R. Flanagan. Coding and use of tactile signals from the fingertips in object manipulation tasks, 2009.
- Cité page 71 -
- [175] L. N. Claverie, Y. Boubenec, G. Debrégeas, A. M. Prevost, et E. Wandersman. Whisker Contact Detection of Rodents Based on Slow and

- Fast Mechanical Inputs. *Front. Behav. Neurosci.*, 10(January) :1–17, 2017.
- Cité page 71 -
- [176] H. Timmen et S. Patton. Milk fat globules : Fatty acid composition, size and in vivo regulation of fat liquidity. *Lipids*, 23(7) :685–689, 1988.
- Cité page 72 -
- [177] O. Ménard, S. Ahmad, F. Rousseau, V. Briard-Bion, F. Gaucheron, et C. Lopez. Buffalo vs. cow milk fat globules : Size distribution, zeta-potential, compositions in total fatty acids and in polar lipids from the milk fat globule membrane. *Food Chem.*, 120(2) :544–551, may 2010.
- Cité page 72 -
- [178] É. Guazzelli et J. Morris. *A physical introduction to suspension dynamics. With illustrations by Sylvie Pic.* 2011.
- Cité pages 72, 99, and 101. -
- [179] M. Vaisey-Genser, B. K. Vane, et S. Johnson. Graininess, Crystal Size, and Firmness of Stored Canola Oil Margarines. *J. Texture Stud.*, 20(3) :347–361, 1989.
- Cité pages 73 and 74. -
- [180] E. Imai, K. Hatae, et A. Shimada. Oral Perception of Grittiness : Effect of Particle Size and Concentration of the Dispersed Particles and the Dispersion Medium. *J. Texture Stud.*, 26(5) :561–576, 1995.
- Cité page 73 -
- [181] M. Sainani, H. Vyas, et P. Tong. Characterization of Particles in Cream Cheese. *J. Dairy Sci.*, 87(9) :2854–2863, 2010.
- Cité page 73 -
- [182] L. Engelen, R. A. De Wijk, A. Van Der Bilt, J. F. Prinz, A. M. Janssen, et F. Bosman. Relating particles and texture perception. *Physiol. Behav.*, 86(1-2) :111–117, 2005.
- Cité page 73 -
- [183] K. L. Flett, L. M. Duizer, et H. D. Goff. Perceived creaminess and viscosity of aggregated particles of casein micelles and κ -carrageenan. *J. Food Sci.*, 75(5) :255–262, 2010.
- Cité pages 73 and 74. -
- [184] E. Scholten. Composite foods : from structure to sensory perception. *Food Funct.*, 8(2) :481–497, 2017.
- Cité page 73 -

- [185] S. Camacho, M. Dop, C. de Graaf, et M. Stieger. Just Noticeable Differences and Weber Fraction of Oral Thickness Perception of Model Beverages. *J. Food Sci.*, 80(7) :S1583–S1588, 2015.
- Cité page 74 -
- [186] B. Le Calvé, C. Saint-Léger, R. Babas, J. L. Gelin, A. Parker, P. Erni, et I. Cayeux. Fat perception : How sensitive are we? *J. Texture Stud.*, 46(3) :200–211, 2015.
- Cité page 74 -
- [187] M. R. Romero, H. C. Kelstrup, et R. R. Strathmann. Capture of particles by direct interception by cilia during feeding of a gastropod veliger. *Biol. Bull.*, 218(2) :145–159, 2010.
- Cité page 74 -
- [188] B. Button, L.-H. Cai, C. Ehre, M. Kesimer, D. B. Hill, J. K. Sheehan, R. C. Boucher, et M. Rubinstein. Periciliary Brush Promotes the Lung Health by Separating the Mucus Layer from Airway Epithelia. *Science (80-.)*, 23(1) :1–7, 2012.
- Cité page 74 -
- [189] J. C. Nawroth, H. Guo, E. Koch, E. A. C. Heath-Heckman, J. C. Hermanson, E. G. Ruby, J. O. Dabiri, E. Kanso, et M. McFall-Ngai. Motile cilia create fluid-mechanical microhabitats for the active recruitment of the host microbiome. *Proc. Natl. Acad. Sci.*, 114(36) :9510–9516, 2017.
- Cité page 74 -
- [190] Y. Ding et E. Kanso. Selective particle capture by asynchronously beating cilia. *Phys. Fluids*, 27(12), 2015.
- Cité page 74 -
- [191] S. Zhang, Y. Wang, P. R. Onck, et J. M. den Toonder. Removal of Microparticles by Ciliated Surfaces—an Experimental Study. *Adv. Funct. Mater.*, 29(6) :1–11, 2019.
- Cité page 75 -
- [192] V. Mikulich, B. Nassauer, M. Kuna, et C. Brückner. Experimental and numerical study of interaction between particle loaded fluid and a rough wall with micropillars. *Tribol. Int.*, 83 :42–50, 2015.
- Cité page 75 -
- [193] P. González-Tello, F. Camacho, et G. Blázquez. Density and Viscosity of Concentrated Aqueous Solutions of Polyethylene Glycol. *J. Chem. Eng. Data*, 39(3) :611–614, 1994.
- Cité page 75 -

- [194] O. E. Garcia et A. Theodorsen. Auto-correlation function and frequency spectrum due to a super-position of uncorrelated exponential pulses. *Phys. Plasmas*, 24(3), 2017.
- Cité pages 90, 91, and 92. -
- [195] E. Guyon et J.-P. Hulin. *Hydrodynamique physique*. Sciences, EDP, cnrs editi edition, 2001.
- Cité page 94 -
- [196] R. H. Davis. Noncolloidal Particles. *Annu. Rev. Fluid Mech.*, 2(17) : 91–118, 1985.
- Cité page 105 -
- [197] H. H. Wensink, J. Dunkel, S. Heidenreich, K. Drescher, R. E. Goldstein, H. Lowen, et J. M. Yeomans. Meso-scale turbulence in living fluids. *Proc. Natl. Acad. Sci.*, 109(36) :14308–14313, 2012.
- Cité page 105 -
- [198] D. L. Koch et G. Subramanian. Collective Hydrodynamics of Swimming Microorganisms : Living Fluids. *Annu. Rev. Fluid Mech.*, 43(1) : 637–659, 2011.
- Cité page 105 -
- [199] E. Lushi, H. Wioland, et R. E. Goldstein. Fluid flows created by swimming bacteria drive self-organization in confined suspensions. *Proc. Natl. Acad. Sci.*, 111(27) :9733–9738, 2014.
- Cité page 105 -
- [200] E. M. Purcell. Life at Low Reynolds Number. *Phys. Our World*, 49 (July 2008) :47–67, 2013.
- Cité page 105 -
- [201] E. Lauga et D. Bartolo. No many-scallop theorem : Collective locomotion of reciprocal swimmers. *Phys. Rev. E - Stat. Nonlinear, Soft Matter Phys.*, 78(3) :2–5, 2008.
- Cité page 105 -
- [202] A. S. Kozlov, T. Risler, et A. J. Hudspeth. Coherent motion of stereocilia assures the concerted gating of hair-cell transduction channels. *Nat. Neurosci.*, 10(1) :87–92, 2007.
- Cité pages 106 and 108. -
- [203] R. E. Goldstein, M. Polin, et I. Tuval. Noise and Synchronization in Pairs of Beating Eukaryotic Flagella. *Phys. Rev. Lett.*, 103(16) :1–4, 2009.
- Cité page 106 -

- [204] R. E. Goldstein, E. Lauga, A. I. Pesci, et M. R. Proctor. Elastohydrodynamic synchronization of adjacent beating flagella. *Phys. Rev. Fluids*, 1(7) :1–16, 2016.
- Cité page 106 -
- [205] Y. Ding, J. C. Nawroth, M. J. McFall-Ngai, et E. Kanso. Mixing and transport by ciliary carpets : A numerical study. *J. Fluid Mech.*, 743 : 124–140, 2014.
- Cité page 106 -
- [206] G. Axtmann, F. Hegner, C. Brücker, et U. Rist. Investigation and prediction of the bending of single and tandem pillars in a laminar cross flow. *J. Fluids Struct.*, 66 :110–126, 2016.
- Cité page 106 -
- [207] J. Alvarado, J. Comtet, E. de Langre, et A. E. Hosoi. Nonlinear flow response of soft hair beds. *Nat. Phys.*, (August) :1–14, 2017.
- Cité pages 106, 108, 112, 119, 120, 121, 122, and 123. -
- [208] H. Brinkman. Experimental data on the viscous force exerted by a flowing fluid on a dense swarm of particles. *Appl. Sci. Res.*, A1(6) : 81–86, 1947.
- Cité page 107 -
- [209] N. Coq, A. Bricard, F. D. Delapierre, L. Malaquin, O. Du Roure, M. Fermigier, et D. Bartolo. Collective beating of artificial microcilia. *Phys. Rev. Lett.*, 107(1) :1–4, 2011.
- Cité pages 107 and 122. -
- [210] J. R. Blake. A note on the image system for a stokeslet in a no-slip boundary. *Math. Proc. Cambridge Philos. Soc.*, 70(2) :303–310, 1971.
- Cité pages 107, 112, and 122. -
- [211] A. T. Chwang et T. Y.-T. Wu. Hydromechanics of low-Reynolds-number flow. Part 2. Singularity method for Stokes flows. *J. Fluid Mech.*, 67(4) :787–815, 1975.
- Cité pages 112 and 113. -
- [212] J. R. Blake et A. T. Chwang. Fundamental singularities of viscous flow. *J. Eng. Math.*, 8(1) :23–29, 1974.
- Cité pages 112 and 113. -
- [213] E. Nazockdast, A. Rahimian, D. Zorin, et M. Shelley. A fast platform for simulating semi-flexible fiber suspensions applied to cell mechanics. *J. Comput. Phys.*, 329 :173–209, 2017.
- Cité pages 119 and 122. -

- [214] H. Darcy. Les fontaines publiques de la ville de Dijon. *Dalmont, Paris*, pages 1–647, 1856.
- Cité page 119 -
- [215] P. Martin et F. Brochard-Wyart. Dewetting At Soft Interfaces. *Phys. Rev. Lett.*, 80(15) :3296 – 3299, 1998.
- Cité pages 128 and 129. -
- [216] V. Romero, E. Wandersman, G. Debrégeas, et A. Prevost. Probing locally the onset of slippage at a model multicontact interface. *Phys. Rev. Lett.*, 112(9) :1–5, 2014.
- Cité page 129 -
- [217] A. Martin, J. Clain, A. Buguin, et F. Brochard-Wyart. Wetting transitions at soft, sliding interfaces. *Phys. Rev. E - Stat. Nonlinear, Soft Matter Phys.*, 65(3) :031605/1–031605/4, 2002.
- Cité page 129 -



LABORATOIRE

Jean Perrin

Titre : Perception de la texture en bouche : une approche biomimétique

Mots clés : Système langue-palais, biomimétique, papilles filiformes, texture des aliments, suspensions granulaires, couplage élasto-hydrodynamique.

Résumé : Le système langue-palais est capable de détecter de fines variations de texture en bouche là où le meilleur des rhéomètres est essentiellement aveugle. Une hypothèse pour expliquer cette remarquable sensibilité repose sur la présence de myriades de papilles filiformes sur la surface de la langue et de mécanorécepteurs à leur base. Pendant cette thèse, nous avons développé une approche biomimétique reproduisant le fonctionnement de la cavité orale. La langue est un bloc d'élastomère décoré de cylindres allongés assimilés à des papilles filiformes. Elle est placée sur le bas d'une cellule de rhéoscope, combinaison d'un rhéomètre et d'un microscope. L'outil rotatif du rhéomètre joue le rôle du palais rigide, et impose l'écoulement du liquide testé. Nous avons imagé sous cisaillement de fluides simples la déflexion d'une pa-

pille et montré que celle-ci est proportionnelle aux contraintes visqueuses, en parfait accord avec un modèle élastohydrodynamique récent. Nous avons sondé la déflexion d'une papille en présence de suspensions granulaires, modélisant des émulsions alimentaires. Nous avons montré que la présence de particules dans la phase continue modifie peu la déformation moyenne d'une papille, mais fortement l'écart-type autour de cette déformation, principalement à cause des collisions particules/papille. Enfin, nous avons étudié l'effet des interactions entre papilles en variant leur densité surfacique. Cette déflexion diminue avec la densité. Un modèle phénoménologique, qui traite le tapis de papilles comme un milieu poreux effectif, décrit avec succès nos données sur toute la gamme de densité.

Title : In-mouth texture perception: a biomimetic approach

Keywords : Tongue-palate system, biomimetic, filiform papillae, food texture, granular suspensions, elasto-hydrodynamic coupling.

Abstract : The tongue-palate system is able to detect fine texture variations in the mouth where the best rheometers are essentially blind. One hypothesis to explain this remarkable sensitivity is the presence of myriads of filiform papillae on the surface of the tongue and mechanoreceptors at their base. During this thesis, we developed a biomimetic approach reproducing the functioning of the oral cavity. The tongue is an elastomer block decorated with elongated cylinders assimilated to filiform papillae. It is placed on the bottom of the cell of a rheoscope, a combination of a rheometer and a microscope. The rotating rheometer tool plays the role of the rigid palate, and imposes the flow of the tested liquid. We have imaged while shearing simple fluids the deflection of a

papilla and showed that it is proportional to the viscous stresses, in perfect agreement with a recent elasto-hydrodynamics model. We probed the deflection of a papilla in the presence of granular suspensions as models of food emulsions. We have shown that the presence of particles in the continuous phase slightly modifies the average deformation of a papilla, but strongly changes the standard deviation around this deformation, mainly because of particle/papilla collisions. Finally, we studied the effect of papillae interactions by varying their surface density. This deflection decreases with density. A phenomenological model that treats the papillae as an effective porous medium successfully describes our data across the entire density range.