

UNIVERSITÉ DE LILLE

N° attribué par la bibliothèque
□□□□□□□□□□□□□□□□

MÉMOIRE

pour obtenir le diplôme de

DOCTORAT

Spécialité : **Électronique**

préparée au laboratoire **Institut d'Électronique, de Microélectronique et de
Nanotechnologie,
IEMN CNRS UMR 8520**

dans le cadre de l'École Doctorale **d'Électronique**

présenté

par

Juan Carmelo MAGNIEZ

le 10 Juillet 2017

Titre:

**Écoulements de ponts liquides dans des tubes capillaires : application aux
maladies d'encombrement pulmonaire**

Jury

| | |
|-------------------------|--------------------|
| Dr. Annie Viallat, | Président |
| Dr. Emmanuelle Rio, | Rapporteur |
| Dr. José Bico, | Rapporteur |
| Pr. Farzam Zoueshtiagh, | Directeur de Thèse |
| Pr. Michael Baudoin, | Co-Encadrant |

Résumé

Écoulements de ponts liquides dans des tubes capillaires : application aux maladies d'encombrement pulmonaire

Les maladies pulmonaires obstructives touchent aujourd'hui plusieurs millions de personnes dans le monde. Ces maladies se manifestent par l'accumulation d'un liquide appelé mucus dans les poumons, pouvant aboutir, lorsqu'elle est trop importante, à la formation de ponts liquides entravant la circulation de l'air. Les voies pulmonaires peuvent néanmoins se rouvrir via la rupture de ces ponts liquides. Ces réouvertures peuvent résulter du cycle respiratoire, d'écoulements plus violents provoqués par le mécanisme de toux ou encore nécessiter des séances de kinésithérapie respiratoire pour les malades atteints de bronchites chroniques ou de mucoviscidose. Dans cette thèse nous nous sommes intéressés à la rupture de ponts liquides engendrée par un cycle de respiration ou via un forçage unidirectionnel d'intensité suffisante. En particulier nous avons caractérisé expérimentalement et théoriquement les pressions critiques nécessaires pour rouvrir des voies obstruées. Nous avons aussi étudié les derniers instants de vie d'un pont liquide et mis en évidence à la fois expérimentalement et numériquement différents régimes de rupture. A forte vitesse, cette rupture est obtenue via l'atomisation du liquide, c'est à dire la formation de gouttelettes qui pourraient correspondre aux éjectas lors de la toux. Enfin nous nous sommes intéressés à un problème plus éloigné des poumons mais néanmoins fondamental en microfluidique : la dynamique de ponts liquides sur des surfaces partiellement mouillantes. Nous avons montré qu'au-dessus d'un certain seuil en vitesse, le déplacement d'un simple doigt de liquide à débit constant aboutit à la formation d'un train de bulles et de ponts liquides calibrés.

Mots clés : Écoulement diphasique, écoulement de Taylor, bulle, pont liquide, capillaire, poumon, respiration

Abstract

Liquid plugs flow in capillary tube : application to pulmonary congestion diseases

Obstructive lung diseases affect several million people in the world. These pathologies can primarily alter the distribution of air in the respiratory system and result in severe breathing difficulties due to the accumulation of mucus in the airways and the formation of liquid plugs. Obstructed airways can nevertheless reopen via the rupture of these liquid plugs. These reopenings may result from the respiratory cycle, more violent outflows caused by the cough mechanism or require respiratory physiotherapy sessions for patients suffering from chronic bronchitis or cystic fibrosis. In this thesis, we studied the rupture of liquid plugs generated by a breathing cycle or by a unidirectional forcing of sufficient intensity. In particular, we characterized experimentally and theoretically the critical pressures necessary to reopen obstructed pathways. We also studied the last moments of life of a liquid plug and observed and characterized both experimentally and numerically different regimes of rupture. At high velocity, this rupture is obtained via the atomization of the liquid, ie the formation of droplets that could correspond to the liquid atomized during cough. Finally, we studied a problem not observed in the lungs but nevertheless fundamental in microfluidics : the dynamics of liquid plugs on partially wettable surfaces. We have shown that above a certain velocity threshold, the displacement of a single liquid finger at constant flow rate results in the formation of a train of calibrated bubbles and liquid plugs.

Keywords : Diphasic flow, Taylor flow, bubble, liquid plug, capillary tube, lung, breathing

Remerciements

Je remercie tout particulièrement mon directeur de thèse le Prof. Farzam Zoueshtiagh et mon encadrant le Prof. Michael Baudoin de m'avoir donné l'opportunité de rejoindre leur laboratoire. Leurs présences, leurs conseils notamment expérimentaux m'ont très souvent aidé à avancer dans des situations difficiles. Je tiens à les remercier de leur expertise, de leur orientation et surtout de leur patience. Je remercie sincèrement les membres du Jury : Annie Viallat, Emmanuelle Rio, José Bico. Leurs précieuses suggestions et commentaires ont amélioré énormément ce travail. Au-delà de mes encadrants et des membres du jury, je tiens à remercier tous mes anciens enseignants grâce à qui j'en suis ici aujourd'hui. En particulier, je voudrais remercier pour leur rigueur, leur pédagogie, leur savoir et leur passion M Labasque, Mme Samain, M Desrousseaux, Mme Goubet, M Desmoulins, M Clanet, M De Diego

Ces trois années de doctorat ont été également pour moi l'occasion de me construire au travers d'autres choses que les études. Je me suis engagé dans l'Association des Sciences Pour l'Ingénieur pour la promotion du Doctorat (ASPID) et au travers de celle-ci dans la Confédération des Jeunes Chercheurs (CJC). J'ai alors découvert un monde où des hommes et des femmes s'engagent avec ardeur pour changer le monde et que ce monde n'aurait pas ce visage sans eux. Je remercie donc tous ceux qui se sont lancés dans cette aventure avec moi et avec qui j'ai appris beaucoup sur d'innombrables domaines et avec lesquels, j'espère, nous avons nous aussi apporté notre pierre à l'édifice.

Je remercie également tous ceux qui ont rendu cette épreuve du doctorat plus agréable notamment la team Barrois composée de Stéphan, Fabio, Théo, Ilyesse et Adrien avec qui j'ai eu de très nombreuses discussions philosophiques, sur la recherche et bien d'autres sujets encore. Chaque jour était ainsi l'occasion d'apprendre et de partager de nouvelles choses. Je remercie l'intégralité de l'équipe AIMAN-FILMS pour les agréables moments passés ensemble. Enfin, j'aimerais remercier mes parents, mon frère, ma sœur, ma famille et mes amis pour avoir toujours su être présent au bon moment. Enfin, je remercie également mes anciens étudiants qui ont su montrer de l'optimisme lors de mes cours et qui ont confirmé à chaque cours ma vocation à enseigner.

Bien que je sois une personne très attachée au mérite des actions accomplies, je prends la mesure aujourd'hui plus que jamais que tout ce que j'ai accompli est le résultat de très nombreux efforts consentis par d'autres personnes que la mienne. Il est donc important pour moi ici de remercier chacun d'entre eux.

Table des matières

| | |
|----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|-----------|
| Résumé | iii |
| Abstract | iv |
| Table des matières | v |
| Introduction | 1 |
| 1 Contexte physiologique de l'étude | 5 |
| 1 Contexte physiologique | 5 |
| 1.1 Les poumons | 5 |
| 1.2 Le mucus | 10 |
| 1.3 Création des occlusions | 13 |
| 2 Modélisation des occlusions pulmonaires | 17 |
| 2.1 Parois flexibles | 17 |
| 2.2 Parois rigides | 18 |
| 2.3 Parois semi-flexibles | 20 |
| 3 Notre étude | 20 |
| 4 Conclusion | 21 |
| 2 Dynamique d'un pont liquide et pression critique de rupture pour un forçage unidirectionnel | 23 |
| 1 Introduction | 23 |
| 2 Protocole expérimental | 24 |
| 3 Création du film de prémouillage | 27 |
| 4 Dynamique d'un pont liquide soumis à un débit constant | 27 |
| 5 Dynamique d'un pont liquide soumis à une pression constante | 29 |
| 6 Discussion | 35 |
| 7 Application à la physiologie du poumon | 35 |
| 8 Conclusion | 39 |
| 3 Dynamique d'un pont liquide et pression critique de rupture pour un forçage bidirectionnel | 41 |
| 1 Introduction | 41 |
| 2 Étude expérimentale et théorique | 42 |
| 2.1 Dispositif et protocole expérimental | 42 |
| 2.2 Forçage cyclique d'un pont liquide | 48 |
| 2.3 Mouvement cyclique menant à la rupture versus rupture direct avec une différence de pression constante | 50 |
| 2.4 Conclusion | 53 |
| 3 Étude numérique de la transition dynamique | 54 |
| 3.1 Présentation du problème | 54 |
| 3.2 Forçage unidirectionnel variable dans le temps | 56 |
| 3.3 Influence d'un forçage cyclique sur la transition | 59 |

| | | |
|----------|----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|------------|
| 3.4 | Transition entre les régimes d'accélération et de décélération pour des conditions physiologiquement pertinentes | 64 |
| 3.5 | Pertinence de ces régimes vis-à-vis de l'arbre bronchique | 67 |
| 4 | Conclusion | 68 |
| 4 | Les derniers instants d'un pont liquide | 71 |
| 1 | Étude expérimentale | 71 |
| 1.1 | Dispositif expérimental | 71 |
| 1.2 | Description des différents régimes de rupture | 73 |
| 1.3 | Nombres sans dimension | 75 |
| 1.4 | Transition entre les régimes | 76 |
| 1.5 | Volume éjecté | 78 |
| 1.6 | Perspectives | 79 |
| 1.7 | Autres phénomènes observés | 79 |
| 2 | Étude numérique | 82 |
| 2.1 | Équations physiques, méthodes et maillage | 83 |
| 2.2 | Adimensionnement des équations | 84 |
| 2.3 | Conditions aux limites | 86 |
| 2.4 | Premiers résultats | 86 |
| 3 | Conclusion | 92 |
| 5 | Et si la surface n'est pas mouillante ? | 93 |
| 1 | Présentation du problème | 93 |
| 2 | Méthodes expérimentales | 94 |
| 2.1 | Traitement de la surface des tubes | 94 |
| 2.2 | Liquides utilisés | 95 |
| 2.3 | Angles de contact | 95 |
| 2.4 | Dispositif expérimental | 96 |
| 3 | Deux régimes d'écoulement | 98 |
| 4 | Mouillage dynamique | 99 |
| 4.1 | Mesure de la transition | 99 |
| 4.2 | Théorie du mouillage dynamique | 99 |
| 4.3 | Résultats | 104 |
| 4.4 | Obtention du δ_c théorique dans le cadre d'un écoulement dans un tube | 106 |
| 4.5 | Discussion et perspectives | 111 |
| 5 | Démouillage | 113 |
| 5.1 | Théorie du démouillage | 114 |
| 5.2 | Discussion | 115 |
| 6 | Création d'un train de ponts liquides régulier | 117 |
| 6.1 | Introduction | 117 |
| 6.2 | Résultats | 117 |
| 6.3 | Théorie | 120 |
| 6.4 | Discussion | 120 |
| 7 | Applications potentielles | 122 |
| 7.1 | Déplacement d'un pont liquide dans un dispositif microfluidique | 122 |
| 7.2 | Création de train de ponts liquides | 122 |
| 7.3 | Mélange pour micro-réacteurs | 122 |
| 8 | Conclusion | 125 |
| | Conclusion | 129 |

| | |
|-----------------------------------------------------------------|------------|
| Annexe A : Autres applications des écoulements de Taylor | 131 |
| Annexe B : Médecine | 133 |
| Annexe C : Pousse-seringue piloté par ordinateur | 141 |
| Bibliographie | 145 |

Introduction

Les écoulements diphasiques jouent un rôle central dans de nombreuses applications industrielles et problématiques médicales. Nous pouvons ainsi citer l'extraction du pétrole par fracture hydraulique qui fait intervenir un écoulement d'eau et d'huile pétrolifère, les systèmes de refroidissement ou d'échauffement à condensation comme les chaudières ou comme les réfrigérateurs ou encore les écoulements dans le poumon humain faisant intervenir de l'air et un liquide appelé mucus. Dans toutes ces problématiques, nous pouvons observer des écoulements confinés mettant en jeu deux phases non-miscibles. La présence d'une interface entre deux fluides non miscibles induit des sauts de pression, liés à la tension superficielle. Ces effets liés aux interfaces sont d'autant plus importants lorsque la taille typique de l'écoulement est petite. Ainsi, si ces forces superficielles sont très souvent négligées à notre échelle, celles-ci permettent au moustique gerris de littéralement marcher sur l'eau à petite échelle (figure 1). Notre étude se concentre sur les écoulements diphasiques à petite échelle où ces forces jouent un rôle non négligeable et en particulier dans le cadre d'un écoulement diphasique dans les branches fines du poumon humain.

La motivation première de la thèse est liée aux maladies d'encombrement pulmonaire qui affectent aujourd'hui plusieurs millions de personnes dans le monde [1]. Ces maladies sont associées à l'accumulation d'un liquide appelé mucus dans les bronches ce qui a tendance à altérer gravement l'écoulement vital d'air dans les poumons. Aujourd'hui ces maladies sont très souvent étudiées d'un point de vue clinique ou biologique pour comprendre les origines de ces maladies et tenter d'y remédier de manière biologique. Les médecins s'intéressent moins aux aspects mécaniques, qui jouent néanmoins un rôle fondamental, à la fois sur l'évolution de ces pathologies, leurs diagnostics et leurs traitements. Une bonne modélisation de ces écoulements permettrait donc à la fois d'améliorer notre compréhension des symptômes de ces maladies mais aussi, dans le futur, de proposer des solutions innovantes pour leurs traitements. Alors que la mécanique des fluides est appliquée depuis de nombreuses années à des problèmes physiologiques comme les écoulements sanguins et/ou cardiovasculaires, la recherche concernant les écoulements pour des maladies d'encombrement pulmonaire ne présente un intérêt majeur que depuis une vingtaine d'années. Ainsi, si le "Bio-Fluid Mechanics Symposium and Workshop" suggère que la recherche sur les maladies cardio-vasculaire a permis d'atteindre un degré de compréhension suffisant pour les applications biomédicales, la mécanique des écoulements pulmonaires est au contraire en pleine effervescence et présente des défis majeurs pour les années à venir [2]. Nous nous sommes donc lancés avec enthousiasme dans cette aventure.

Les écoulements diphasiques peuvent revêtir des formes variées [3] comme l'écoulement d'un liquide dans un autre (émulsions, gouttes d'huiles dans l'eau), d'un gaz dans un liquide (les mousses) ou d'un solide dans un gaz (la fumée). Nous nous intéresserons ici uniquement à l'écoulement d'un liquide contenant des bulles dont la taille est de l'ordre de la grandeur du rayon du tube ou de la largeur du canal dans lequel se déroule l'écoulement (figure 2). Ces écoulements, appelés écoulements de Taylor, peuvent alors être vus sous deux formes. On peut tout d'abord considérer que l'écoulement est constitué de bulles dans un liquide et donc que la bulle est l'entité intéressante ou nous pouvons considérer le liquide qui sépare deux bulles comme étant une entité intéressante appelée pont liquide. C'est ce deuxième point de vue que nous adopterons dans cette thèse (figure 3).



FIGURE 1 – Photo d’un moustique gerris marchant sur l’eau à l’aide de la tension superficielle entre l’eau et l’air.

Ainsi, nous étudierons la dynamique des ponts liquides à petite échelle en géométrie cylindrique (tube). Le choix de la géométrie est guidée par l’application médicale et donc la modélisation des bronches mais aussi par commodité théorique car la symétrie cylindrique permet par bien des aspects de simplifier les développements analytiques.

Dans ce manuscrit, nous avons dans un premier temps réalisé une étude de la littérature scientifique et physiologique des poumons et des maladies d’encombrement pulmonaire afin d’y extraire toutes les données physiques pertinentes pour une approche physique d’un problème médical. Cette étude démontre que bon nombre de ces maladies, et des diagnostics et thérapies associées mettent en jeu le déplacement de ponts liquides dans l’arbre pulmonaire. Le deuxième et le troisième chapitres étudient la dynamique instationnaire unidirectionnelle et bidirectionnelle des ponts liquides dans différentes conditions de forçage. Nous montrons l’importance de la couche de liquide présente sur les tubes dans la dynamique des ponts liquides et la différence fondamentale entre les deux types de forçage (débit ou pression) sur cette dynamique. Nous mettons systématiquement nos résultats en perspective dans le contexte physiologique afin d’obtenir des conclusions utiles au domaine médical. Ces deux chapitres nous renseigneront sur la manière de rompre un pont liquide. Cette rupture sera explorée dans le quatrième chapitre d’un point de vue expérimental et d’un point de vue numérique avec le logiciel Gerris. Nous verrons que cette étude soulève de nombreuses difficultés expérimentales et numériques. Dans un dernier temps, nous étudierons la dynamique de ponts liquides dans des tubes capillaires où les parois sont partiellement mouillantes. Cette configuration n’est pas pertinente pour les écoulements pulmonaires mais est en revanche fondamentale en microfluidique ou dans les procédés industriels (cf Annexe A pour une présentation plus exhaustive) où la plupart des matériaux utilisés sont partiellement mouillants.

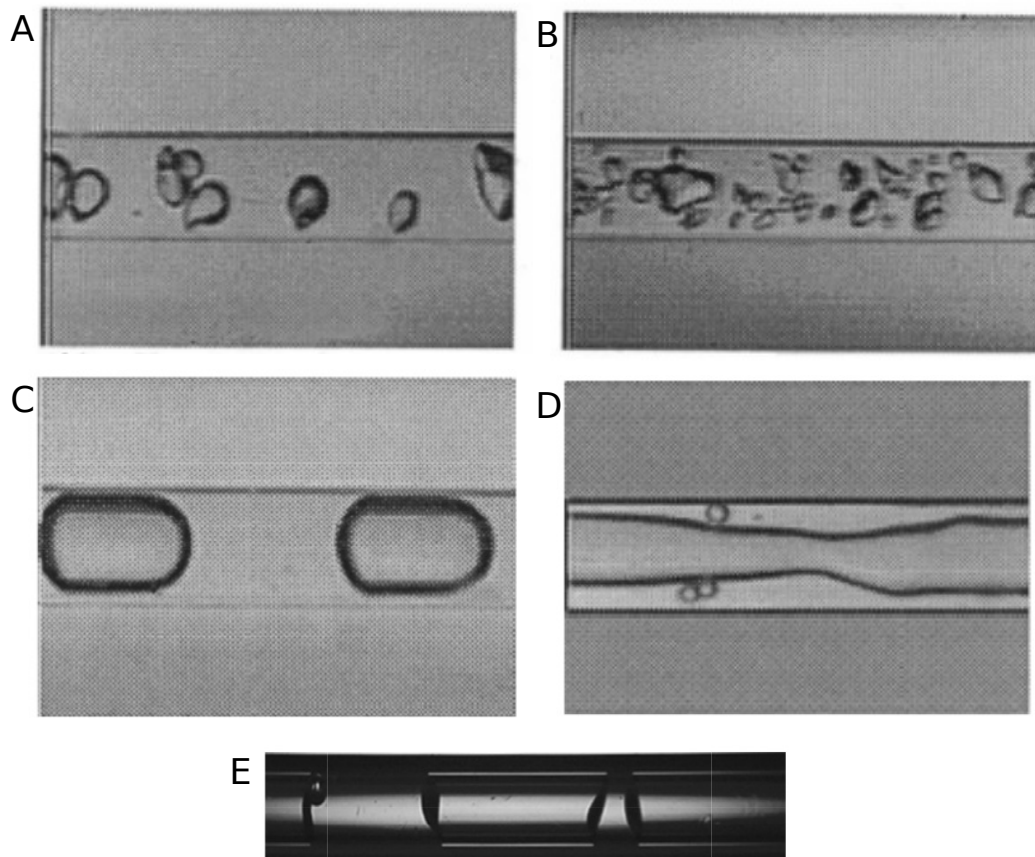


FIGURE 2 – A et B : écoulements d’une dispersion de petites bulles dans du liquide [4]. C : Écoulement de Taylor avec des bulles de longueur supérieure au rayon du tube. Ces bulles sont englobées d’un film de liquide [4]. D : Écoulement annulaire avec une zone centrale remplie de gaz et le liquide exclusivement sur les parois du tube [4]. E : Écoulements Taylor mais cette fois les bulles ne sont pas englobées d’un film de liquide [5].

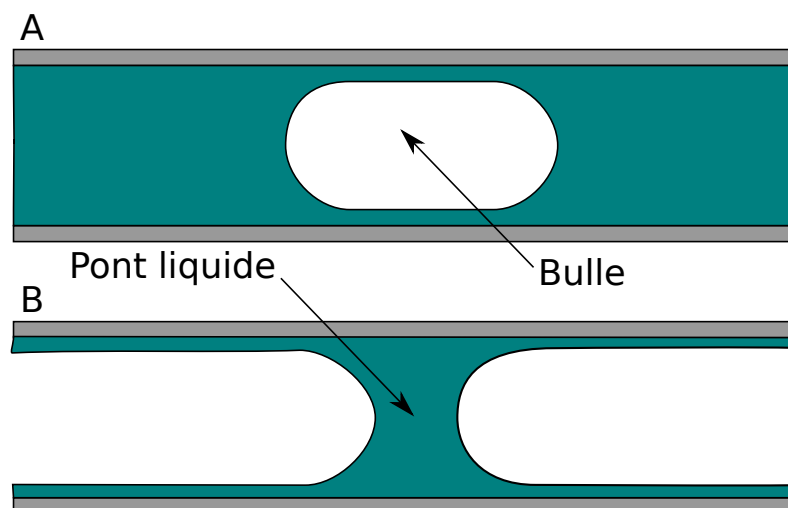


FIGURE 3 – Écoulements de Taylor étudiés. On peut voir un écoulement de Taylor sous deux formes : soit des bulles dans un liquide (A), soit des ponts liquides dans un gaz (B). Bien que ces deux points de vue soient complémentaires, dans cette thèse nous nous intéresserons principalement à l’écoulement de ponts liquides (B).

Chapitre 1

Contexte physiologique de l'étude

Dans ce chapitre, nous réalisons une étude bibliographique des propriétés physiologiques des poumons, des maladies d'encombrement pulmonaire et des thérapies existantes dans ce domaine. Nous présentons également un état de l'art de la modélisation de ces occlusions d'un point de vue mécanique. Ce chapitre pose le cadre physiologique, présente les perspectives de développement de la recherche dans ce domaine et résume l'ensemble des données qui seront utilisées dans ce manuscrit pour réaliser des études physiologiquement pertinentes.

In this chapter we carry out a bibliographic study of the scientific literature related to the physiological data of the lungs, medical pulmonary congestion diseases and existing therapies. We also present the state of the art of occlusions modeling from a mechanical point of view. This chapter sets out the physiological framework, presents the perspectives for the development of research in this field and summarizes all the physiological data used in the following chapters to perform physiologically relevant studies.

1 Contexte physiologique

Une des premières motivations de mon travail de thèse a été les maladies d'encombrement respiratoire qui affectent aujourd'hui plus de 350 millions de personnes dans le monde [1]. Ces pathologies altèrent le flux d'air dans nos poumons et les échanges gazeux entre le sang et l'air. Une meilleure compréhension des phénomènes à l'interface entre mécanique des fluides et physiologie permettrait de mieux soigner ces patients ainsi que de mieux diagnostiquer ces maladies respiratoires. Ce chapitre caresse donc l'ambition de créer un pont supplémentaire entre la médecine et la physique.

1.1 Les poumons

Fonctionnement d'un poumon

Le poumon est un de nos organes vitaux faisant parti du système respiratoire (figure 1.1). Il contribue à nous apporter les 39 kilos de dioxygène que nous nécessitons en moyenne par jour. Son bon fonctionnement est essentiel car il nous apporte ce carburant qu'est l'oxygène pour vivre et son apport doit être effectué en continu. Ainsi, si nous pouvons survivre environ 7 jours sans manger et 3 jours sans boire, nous ne pouvons survivre que quelques minutes sans respirer. Il est donc important que cet organe ne tombe pas malade et qu'il puisse toujours accomplir sa fonction principale, c'est à dire de permettre les échanges gazeux en O_2 et en CO_2 entre le système sanguin et l'air. Ces deux gaz représentent la pierre angulaire de l'énergie de l'organisme : l'ATP (Adénosine triphosphate, molécule chimique servant de monnaie d'échange énergétique pour le corps humain [1]).

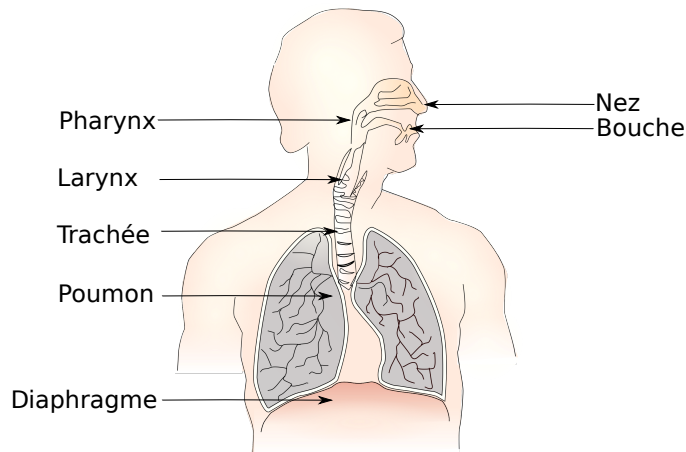


FIGURE 1.1 – Schéma de notre système respiratoire

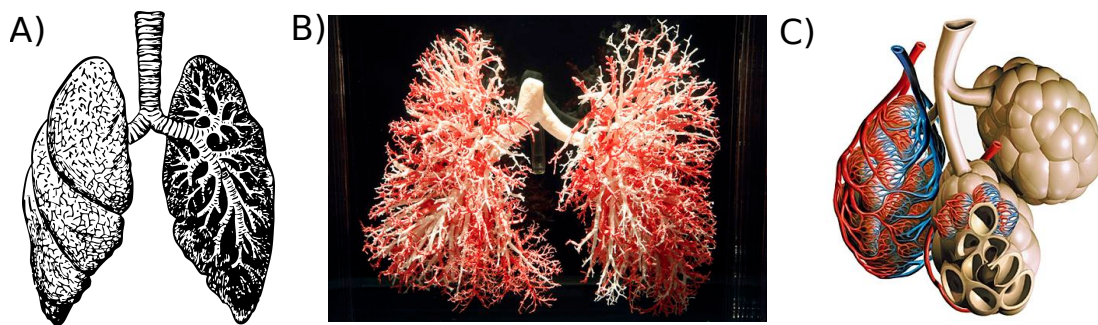


FIGURE 1.2 – A) Représentation d'un poumon humain. B) Photo d'un poumon en résine réalisé à l'aide d'un véritable poumon humain dans l'exposition BODIES. C) Schéma d'alvéoles pulmonaires (illustration issue de l'encyclopédie Larousse)

Le poumon a également des fonctions secondaires [1] comme :

- la mise en mouvement d'air pour les fonctions d'olfaction ou de parole
- réservoir sanguin (500ml)
- filtre sanguin (nettoie le sang des caillots et des embolies qui sont de petites bulles dans le sang et de quelques substances comme la sérotonine ou plusieurs prostaglandines)

Pour répondre à sa fonction principale, le poumon crée de la convection à l'aide du diaphragme et de quelques muscles thoraciques. L'air pénètre donc par la bouche et/ou le nez, traverse la cavité orale, le pharynx, le larynx et entre dans l'arbre bronchique par la trachée. L'arbre bronchique est l'ensemble des conduits aériens reliant la trachée aux alvéoles pulmonaires où ont lieu les échanges gazeux.

Description

L'air commence son entrée dans le poumon (figure 1.2 A et B) par la trachée, un conduit constitué d'une muqueuse reposant sur un tissu conjonctif (structure de soutien). Ce conduit est soutenu par 16 à 20 anneaux de cartilage en forme de fer à cheval. La trachée se termine sur la division en deux bronches que l'on appelle les bronches principales. La division a lieu dans l'éperon trachéal ou carène trachéale [1]. La forme de cette éperon est actuellement le sujet de nombreuses études car sa forme nous renseigne sur les pathologies dont souffre un patient et cette forme pourrait même nous donner la probabilité de souffrir de certaines maladies pulmonaires si l'on devient fumeur [6].

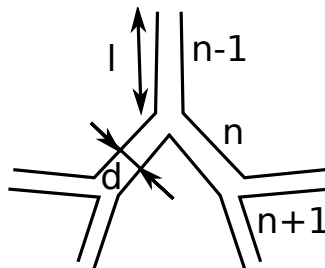


FIGURE 1.3 – Représentation de deux bifurcations d'un poumon dans le modèle fractal de celui-ci. On y voit donc trois générations du poumon ($n - 1$, n et $n + 1$) ainsi que la définition de la longueur d'une bronche l et du diamètre d'une bronche d .

Les bronches principales se divisent à leur tour en bronches lobaires (aussi appelées secondaires), puis celles-ci en bronches segmentaires (aussi appelées tertiaires) et ainsi de suite sur 23 divisions successives au total. On a ainsi 23 générations de bronches, la trachée étant la génération 0. Les dernières générations de bronches sont appelées les bronchioles (diamètre inférieur à 1 mm) et bronchioles terminales (diamètre inférieur 0,5 mm) débouchant sur les alvéoles [1]. Ces alvéoles sont de petits sacs d'air avec une paroi cellulaire très fine et élastique (figure 1.2 C). Les parois sont riches en capillaires sanguins afin de permettre les échanges gazeux entre l'air et le sang. L'intégralité de ces 23 générations de bronches peut se diviser en deux zones :

- La zone de conduction : cette zone est constituée de conduits relativement rigides qui acheminent l'air jusqu'à la zone respiratoire. Les générations 0 à 16 représentent cette zone. L'objectif de cette zone est d'adapter l'air qui arrive dans les poumons en termes de température et d'humidité et de le purifier des agents irritants.
- La zone de respiration : ici les conduits atteignent des tailles de l'ordre de 0,6 mm de diamètre (16-17ème génération) avec les bronchioles respiratoires (bronche avec de nombreuses alvéoles sur les parois), les conduits alvéolaires et les alvéoles pulmonaires [7]. A partir de la 20ème génération, les parois des bronches sont entièrement constituées d'alvéoles et la 23ème génération débouche sur des sacs alvéolaires [8].

Le passage d'une zone à une autre n'est pas discontinue et donc les modifications de la structure des bronches se font de manière continue. Les parois des bronches sont toutes constituées de fibres élastiques et elles ont une épaisseur d'environ un dixième du rayon de la bronche. Son élasticité se caractérise par un module de Young $E = 0,5-6 \cdot 10^6$ Pa [9, 10] et un coefficient de Poisson $\nu = 0,49$ [11]. C'est donc un matériau très flexible car le module d'Young s'approche de celui du caoutchouc [9] mais il existe des structures de soutien comme du cartilage ou des muscles lisses qui entourent ces bronches. Les structures de soutien, très présentes au niveau de la trachée, disparaissent lorsque l'on s'enfonce dans l'arbre bronchique. Les anneaux cartilagineux sont remplacés par des plaques irrégulières de cartilage qui disparaissent peu à peu jusqu'à l'absence totale de structure cartilagineuse dans les bronchioles [1]. A contrario, les muscles lisses soutenant les bronches se font de plus en plus nombreux dans les dernières générations qui ne disposent pas de structures de soutien. De plus, les bronchioles ont une structure différente car elles sont recouvertes de quelques alvéoles.

L'objectif des poumons étant de créer un échange gazeux efficace entre le sang et l'air dans les alvéoles, celui-ci développe une surface d'échange très importante. Ainsi ces alvéoles représentent le plus gros du volume du poumon avec près de 300 millions d'alvéoles ce qui constitue une surface d'échange gazeux de 70 à 100 m² soit la taille d'un terrain de tennis [1, 7, 8, 12].

La mesure de la taille de ces bronches a été réalisée par Weibel [13] (tableau 1.1). L'analyse de ces données a permis une modélisation du système pulmonaire sous forme d'un réseau fractal. En effet, en ne gardant que les valeurs moyennes des longueurs et des diamètres des bronches d'une génération, les modèles de l'arbre pulmonaire sous forme d'un réseau fractal [7, 14, 15] donnent

| Génération | Longueur (cm) | Diamètre (cm) |
|----------------|---------------|---------------|
| 0 (Trachée) | 12 | 1,8 |
| 1 | 4,76 | 1,22 |
| 2 | 1,9 | 0,83 |
| 3 | 1,76 | 0,56 |
| 4 | 1,27 | 0,45 |
| 5 | 1,07 | 0,35 |
| 10 | 10,46 | 0,13 |
| 15 | 0,2 | 0,066 |
| 20 | 0,083 | 0,045 |
| Sac alvéolaire | 0,015 | - |

TABLE 1.1 – Données géométriques des bronches [13]

un rapport de longueur sur diamètre d'une bronche de $l/d = 3,5$ et un rapport des diamètres d'une génération sur la suivante de $d_{n+1}/d_n = 0,79$ (figure 1.3).

Ces relations obtenues pour la structure du poumon en fractal peuvent s'expliquer à l'aide d'une optimisation énergétique de l'arbre bronchique [16]. Les contraintes menant à la création d'un arbre pulmonaire sous cette forme sont les mêmes que pour les arbres. En effet, l'objectif d'un poumon est de permettre les échanges gazeux dont l'efficacité dépend de la surface de contact entre l'air et le sang. De la même manière, les arbres cherchent à augmenter la surface d'exposition pour augmenter les échanges gazeux et l'exposition à la lumière du soleil. Les surfaces d'échanges sont la surface totale des alvéoles pulmonaires ou la surface totale des feuilles d'un arbre. Afin d'acheminer l'air (ou la sève) jusqu'à cette surface, ils faut des conduits : les bronches (ou les branches). Les dépenses énergétiques afin d'arriver aux alvéoles doivent cependant être minimisées pour optimiser le système. C'est d'ailleurs ce qu'a fait la nature en suivant les raisonnements cités précédemment [16].

On peut également remarquer l'asymétrie des poumons droit et gauche. Cette asymétrie au niveau des bifurcations des bronches est également présente dans chacune des générations du poumon. De même, ce caractère asymétrique du poumon peut s'expliquer par une nécessité du poumon à résister à de faibles variations de sa géométrie sans perte excessive de son efficacité [17, 18]. Elle permet donc une meilleure robustesse de l'efficacité du poumon.

L'évolution fractale de la taille des bronches mène à de fortes différences en terme d'échelle spatiale puisque le diamètre de la trachée est d'environ 1.8 cm alors que le diamètre des bronchioles respiratoire est de 200 à 300 μm . Les régimes d'écoulement sont donc très variables [8] dans le poumon. Les phénomènes physiques à prendre en compte dans les écoulements pulmonaires sont donc très différents en fonction de la génération du poumon que l'on étudie.

Même si les études décrivant le poumon sous la forme d'un arbre fractal datent des années 1980, la structure du poumon reste encore un des intérêts majeurs de la communauté scientifique car sa bonne description permet de mener à bien toutes sortes de simulations (capture de particules, inhalation de médicaments, ...) [19] (figure 1.4)

Convection dans les poumons

Les cycles respiratoires sont réalisés à l'aide d'une différence de pression entre l'air dans les alvéoles et l'air dans l'atmosphère [20]. Les pressions exprimées sont donc toujours relatives à la pression atmosphérique en physiologie. La pression alvéolaire [21] (figure 1.5) varie à l'aide de deux mécanismes. Tout d'abord, les alvéoles et les bronches sont flexibles et permettent une variation de volume. Ensuite, les poumons sont entourés de muscles thoraciques et du diaphragme (figure 1.1) qui, lorsqu'ils sont au repos, exercent une pression sur le poumon. Ces muscles ont la possibilité de se contracter pour étirer le poumon. Sur la figure 1.1, on reconnaîtra donc dans

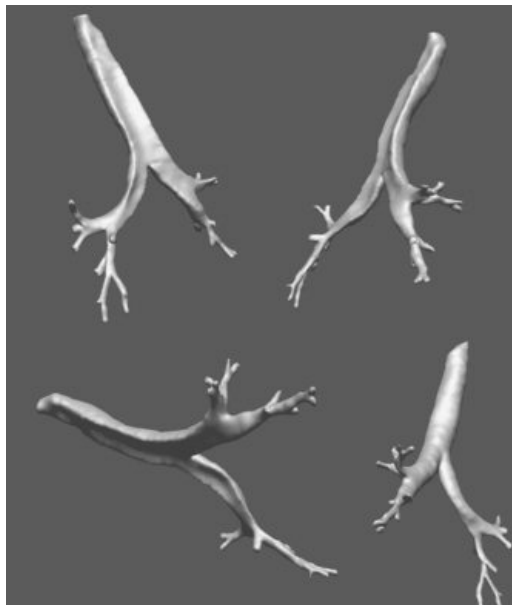


FIGURE 1.4 – Reconstruction 3D des 5 premières générations d'un arbre pulmonaire d'une femme afin de réaliser de futures mesures ou de futures simulations [19]

un premier temps la phase d'expiration avec le relâchement des muscles qui crée une pression positive dans les poumons. Et dans un deuxième temps, les muscles se contractent entraînant une pression négative sur les poumons[1]. Ce mécanisme permet de renouveler 500 mL d'air par cycle respiratoire ce qui ne constitue qu'une faible partie de l'air dans les poumons (environ 2900 mL soit la capacité résiduelle fonctionnelle)[1], la capacité pulmonaire maximale étant d'environ 6100 mL.

C'est cette différence de pression entre les alvéoles pulmonaires et l'atmosphère qui crée la convection d'air dans les poumons. La vitesse de l'écoulement est alors donnée par une simple loi de débit-résistance :

$$\Delta P = R D_v \quad (1.1)$$

où ΔP est la différence de pression entre les alvéoles et l'atmosphère, R est la résistance à l'écoulement de l'arbre bronchique et D_v le débit volumique d'air. Pour un cycle respiratoire normal, ΔP est d'environ 1 à 2 mmHg soit 133-266 Pa [1].

Notre corps exploite cette loi pour réguler le débit d'air dans certaines bronches. Ainsi, si une bronche est atteinte par des agents irritants, il est important que ces agents n'atteignent pas l'alvéole qui est un organe sensible et en contact avec le système sanguin. Pour limiter le débit d'air de cette bronche, il suffit d'en augmenter sa résistance à l'écoulement et pour cela, les muscles lisses qui entourent les bronches peuvent se contracter pour diminuer la section de la bronche, augmenter sa résistance et donc diminuer le débit traversant cette voie. Ces variations peuvent également être contrôlées par des substances chimiques telles que l'histamine ou d'autres substances inflammatoires qui diminuent fortement la section des bronches (c'est le cas dans les crises d'asthme aiguës). Au contraire, l'adrénaline augmente fortement le diamètre de ces bronches [1] afin d'augmenter fortement la convection d'air et de préparer le corps à l'effort. C'est ici que l'on voit apparaître le facteur important que représente la résistance à l'écoulement dans les poumons. En effet, en cas de bronchoconstriction intense (diminution de la taille des bronches) ou d'occlusions pulmonaires, la résistance à l'écoulement augmente drastiquement et le débit d'air ainsi que l'oxygénation deviennent fortement insuffisants. Ce n'est qu'au prix d'efforts acharnés (et parfois insuffisants) que les muscles accessoires autour des poumons peuvent essayer d'atteindre des pressions ΔP suffisantes pour retrouver une oxygénation normale. Cette résistance à l'écoulement joue donc un rôle central dans de nombreuses maladies pulmonaires.

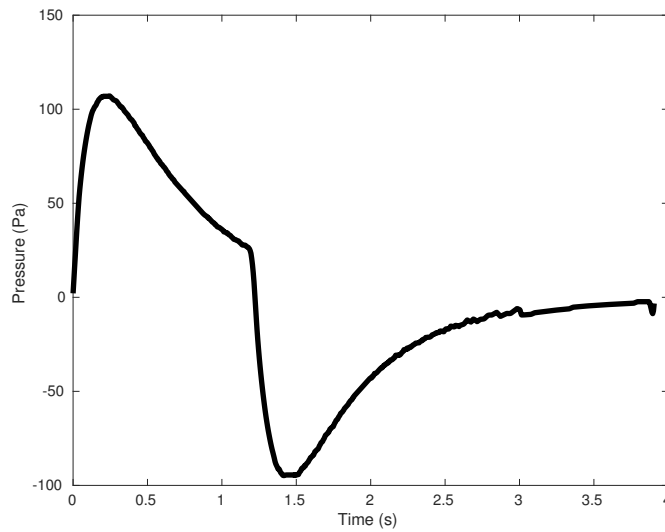


FIGURE 1.5 – Cycle de pression alvéolaire [21]

Il existe d'autres mécanismes de convection dans les poumons comme la toux qui est un mouvement non respiratoire [1]. Son mécanisme se décompose en 5 étapes :

- inspiration profonde
- fermeture de la glotte
- poussée de l'air des poumons contre la glotte. Cette étape permet d'atteindre des pressions bien plus élevées que la normale dans l'intégralité de l'arbre bronchique.
- ouverture subite de la glotte
- expulsion rapide de l'air par la cavité nasale ou buccale.

Ce mécanisme peut ainsi déloger des particules capturés dans les poumons, détruire des occlusions pulmonaires et propulser du mucus des voies inférieures aux voies supérieures du poumon. Les vitesses typiques dans le poumon sont alors de l'ordre de 200 m/s [22]. L'éternuement est semblable à la toux sauf que l'air est expulsé à la fois par les cavités nasales et buccales [1].

1.2 Le mucus

Objectif et fonctionnement

Chaque jour, nous inhalons environ 12 000 L d'air avec plus de 25 millions de particules par heure [23]. Les fumeurs inhalent plus du double de ces particules [24, 25]. Afin de protéger les cellules épithéliales et les alvéoles pulmonaires, les poumons ont développé un moyen de combattre ces poussières, ces microbes et ces allergènes : la sécrétion de mucus. Ce mucus recouvre les parois internes des bronches et dans des circonstances normales, le mucus protège la paroi épithéliale en emprisonnant des débris, des bactéries et des virus étrangers [26].

Ce mucus est ensuite expulsé de l'arbre bronchique à l'aide du processus mucociliaire (des cils recouvrant la paroi épithéliale réalisent un mouvement collectif afin de faire remonter le mucus dans les bronches jusqu'au haut de la trachée). Lorsque le mucus atteint la gorge, celui-ci est avalé et terminera sa course dans l'estomac. Si celui-ci est trop abondant, il peut être craché à l'aide de la toux [27].

Si l'on s'intéresse de plus près au film de mucus, d'une épaisseur d'environ 5 à 10 μm [32, 33], on peut remarquer qu'il est composé de deux couches (figure 1.6). Une couche séreuse qui est adjacente à la paroi de la bronche dans laquelle battent les cils. Dans cette couche, le fluide

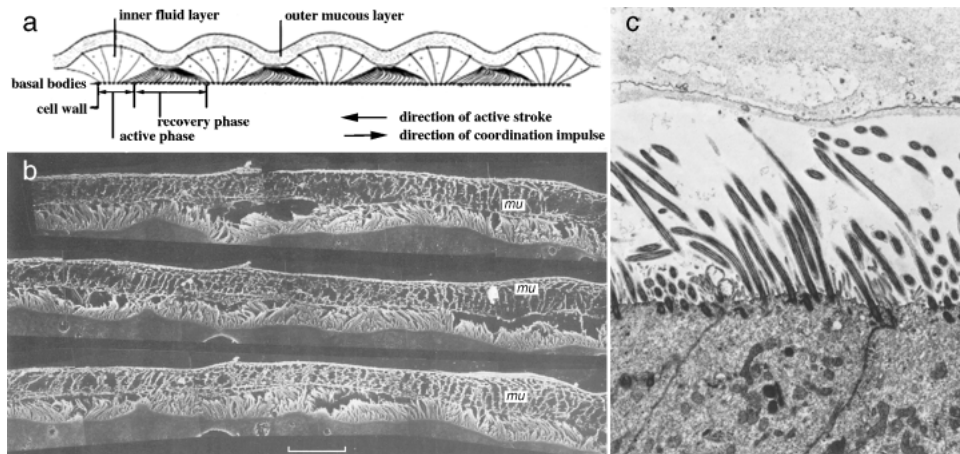


FIGURE 1.6 – L'hypothèse des deux couches pour les sécrétions des voies aériennes. (A) Comme proposé à l'origine par Lucas et Douglas [28]. (B) Deux couches dans des cultures rapidement congelées d'épithélium trachéal de lapin [29]. (C) Deux couches révélées par microscopie électronique dans la trachée d'un rat [30]. Figure adaptée [31]

est essentiellement newtonien [34]. Une seconde couche de mucus surplombe la première couche et celle-ci est essentiellement non newtonienne [35] et n'existe pas dans toutes les générations pulmonaires [8]. C'est cette couche, avec une texture proche d'un gel, qui capture les particules contenues dans l'air. La couche séreuse permet un battement des cils et donc la mise en mouvement de la couche de mucus vers la trachée.

Production et régulation

Le mucus est un liquide sécrété par des cellules se trouvant dans la paroi des bronches avec un temps de réponse inférieur à la seconde [27, 31]. Plus exactement, le mucus est sécrété par des cellules gobelets dans l'épithélium [36] et des glandes muco-séreuses [37] (figure 1.7). L'intégralité de ces cellules sécrètent environ 1L de mucus par jour. La couche de mucus (couche supérieure) est sécrétée par les cellules muqueuses. Les cellules séreuses sécrètent un liquide aqueux correspondant à la couche séreuse [1]. Les cellules épithéliales sécrètent également des défensines, un antibiotique détruisant les bactéries capturées par le mucus. Il est important de préciser que la production du mucus change également en fonction de la génération, car bien que l'épithélium contienne des cellules séreuses sur tout l'arbre bronchique, les cellules muqueuses produisant le mucus non-newtonien deviennent de plus en plus rare dans les dernières générations. Pour continuer le combat contre les agents infectieux et irritants dans ces bronches, l'organisme sécrète des macrophagocytes dans les alvéoles afin de détruire les débris logés dans les bronchioles [1].

Le mucus est ensuite évacué des voies respiratoires à l'aide des cils qui tapissent les parois pulmonaires [38, 39] (figure 1.7). Ces cils ont des mouvements collectifs qui permettent le déplacement du mucus sur les parois à une vitesse d'environ 3 mm par minute [40] au travers d'interactions mécaniques complexes [41].

La plupart des études menées pour comprendre le mécanisme de transport du mucus ont donc utilisé de multiples simplifications pour essayer de le modéliser [42–44]. Ces recherches ont montré que l'efficacité du transport [45–49] dépend du mouvement collectif des cils [49, 50], de la rhéologie du mucus [12, 41, 51, 52] en plusieurs couches, du mouvement individuel du cil (figure 1.8 B) et enfin de l'interaction fluide-cil [49].

L'étude de la propulsion créée par ces cils dépasse le cadre des poumons puisque certaines cellules eucaryotes se propulsent à l'aide d'un ensemble de cils qui recouvre la cellule [41, 53] (figure 1.8 A). On y retrouve de fortes similitudes comme la présence possible d'"ondes meta-

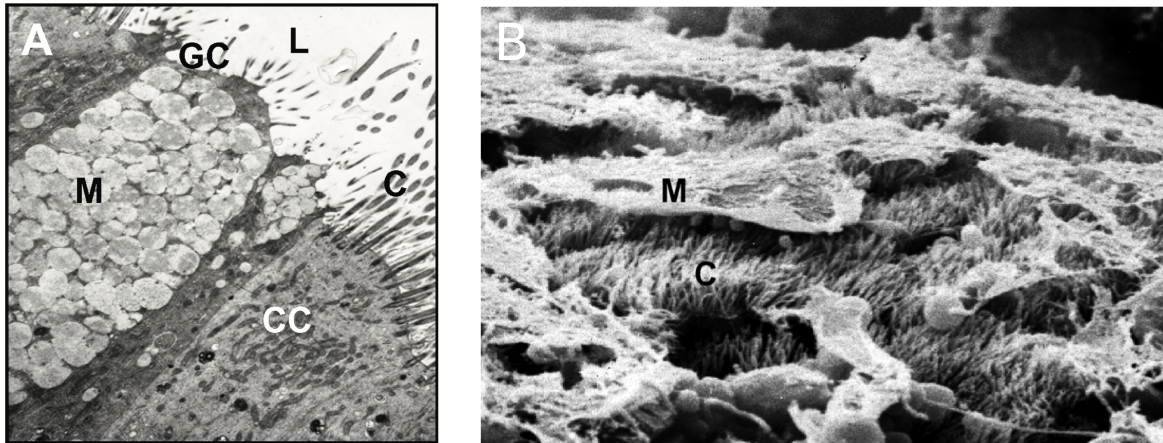


FIGURE 1.7 – A : Cellule de gobelet (GC) et cellule ciliée (CC) dans les bronches humaines. M contenant des mucines. Cils (L). Photos adaptées de la publication [27]. B : Image au microscope électronique d'une bronche humaine. On y voit le mucus (M) et les cils (C). (Issu du département de thérapie génétique, Royal Brompton Hospital, Imperial college of London)

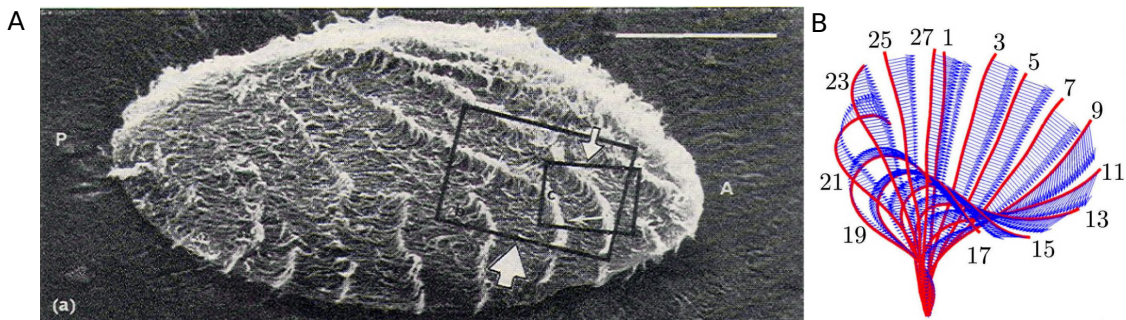


FIGURE 1.8 – A : Image de la surface d'une cellule eucaryote de *Opalina* [56] recouverte par de nombreux cils. *Opalina* nage et se propulse à l'aide du mouvement collectif des cils. On observe alors la formation d'"ondes métachronales" (oscillations collectives et synchronisées des cils). La barre d'échelle est de 100 μm . B : Le battement des cils a deux phases distinctes, la course de puissance et la course de récupération. Les photos instantanées sont tirées de cellules somatiques *Volvox* [57]. Pendant la course de puissance, le cil est étiré droit et se déplace assez rapidement dans une direction (cadres 1 à 11), tandis que pendant la course de récupération, il se plie et se rétracte lentement (cadres 13-27).

chronales" [53–55] formées par le mouvement des cils et se propageant sur la surface de la cellule. Ces ondes représentent la synchronisation qui a lieu à travers différents mécanismes entre les cils. Cette synchronisation donne lieu au mouvement collectif [50] des cils permettant une mise en mouvement efficace.

Les cils très présents dans la trachée diminuent en densité lorsque l'on se place dans les générations ultérieures du poumon pour devenir quasiment inexistant lorsque l'on atteint les bronchioles [1]. Un autre mécanisme prend alors le relais pour évacuer le mucus : la toux. La toux permet d'obtenir des débits d'air très importants dans l'arbre pulmonaire ce qui peut entraîner une partie du mucus dans son passage permettant ainsi d'éliminer une partie du mucus dans les voies pulmonaires [32, 58–60]. Il convient de ne pas en abuser car une forte répétition de toux a tendance à stimuler la sécrétion de mucus dans les voies pulmonaires [61].

La production et l'évacuation du mucus à l'aide des cils ou de la toux permettent ainsi de réguler l'épaisseur du film de mucus dans les bronches d'un poumon sain [62, 63]. Toutefois, certaines maladies comme l'asthme [64], les BPCO [65, 66] et la mucoviscidose [67] sont responsables d'un dérèglement de cet équilibre et causent une accumulation de mucus dans les bronches

(Annexe B).

Propriétés du mucus

Le mucus est un fluide complexe constitué d'une solution aqueuse (95% d'eau) dans laquelle on trouve des lipides (1%), des glycoconjugués (1%) et des protéines (1 à 2 %) [27, 39]. Lorsque la concentration de ces longues chaînes de polymères dépasse les 1% de la masse, le fluide démontre un caractère fortement non newtonien. Ces propriétés non-newtonienne se caractérisent par un fluide à seuil (aussi appelé fluide de Bingham) [39], thixotrope (ses propriétés dépendent de son histoire) et viscoélastique [41]. La quantification des données non-newtoniennes du mucus sont très bien résumées par Hu et al. [68]. Toutefois, les propriétés du mucus deviennent de plus en plus newtoniennes lorsque l'on s'enfonce dans l'arbre bronchique (car la concentration en polymères diminue) pour devenir newtonienne à partir de la 17ème génération [8, 12]. Les propriétés mécaniques de ce mucus se résume par une viscosité $\eta = 10^{-3} \text{ kg.m}^{-1}.\text{s}^{-1}$, une masse volumique $\rho = 10^3 \text{ kg.m}^{-3}$ et une tension superficielle $\sigma = 20 \text{ mN.m}^{-1}$ [9, 69].

Les caractéristiques mécaniques du mucus jouent un rôle fondamental dans le transport de mucus. Ainsi, une altération des propriétés non-newtoniennes du mucus dégrade fortement l'efficacité du transport [70]. Par exemple, lorsque la concentration en polymère dépasse les 1%, le mucus expose des caractéristiques mécaniques proches de celles d'un gel [71–74]. Ceci altère le mécanisme de déplacement muco-ciliaire [70].

1.3 Création des occlusions

Les occlusions pulmonaires sont le résultat d'une interaction mécanique entre les parois des bronches et le mucus donnant lieu à une entrave à la circulation de l'air dans le conduit que constitue une bronche (figure 1.9). Ces occlusions peuvent se répartir en deux catégories [69, 75] : les occlusions issues de l'effondrement de la bronche sur elle-même (à cause des effets de tension de surface du mucus) [69, 76, 77] et les occlusions créés par la présence de ponts liquides [69, 78–81] (figure 1.10).

Nous allons rapidement voir comment nous pouvons expliquer ces deux types d'occlusions. Dans un premier temps, regardons la création d'un pont liquide [75]. Cette instabilité de formation de ponts liquides est appelée l'instabilité de Rayleigh-Plateau (figure 1.11 A et B) et c'est cette même instabilité qui donne lieu à la rupture d'un jet de liquide en plusieurs gouttelettes (figure 1.11 C). Pour bien comprendre cette instabilité, nous allons considérer la situation initiale présentée sur la figure 1.12 A. Nous allons montrer qualitativement que cette situation est instable. Pour cela, nous considérerons une faible déformation de l'interface liquide-air sous la forme $h(x) = h_0(1 + \delta R \cos(kx))$ (figure 1.12 B) et nous allons calculer la pression P qu'il y a dans le liquide aux points A, A' et B en notant P_0 la pression uniforme dans l'air en utilisant la pression de Laplace. A représente un point à l'interface liquide-air au sommet d'une perturbation, B représente un point à l'interface liquide-air au creux d'une perturbation et A' représente un point à la même hauteur que B mais sous le point A.

$$P_A = P_0 - \sigma \kappa_A \quad (1.2)$$

avec σ la tension superficielle entre le liquide et l'air et κ la courbure de l'interface liquide-air : $\kappa_A \approx \frac{1}{R_0 - h_0 - \delta R} + \frac{\partial^2 h}{\partial x^2}$. On obtient donc les pressions des points A et B :

$$P_A \approx P_0 - \sigma \left(\frac{1}{R_0 - h_0 - \delta R} + k^2 \delta R \right) \quad (1.3)$$

$$P_B \approx P_0 - \sigma \left(\frac{1}{R_0 - h_0 + \delta R} - k^2 \delta R \right) \quad (1.4)$$

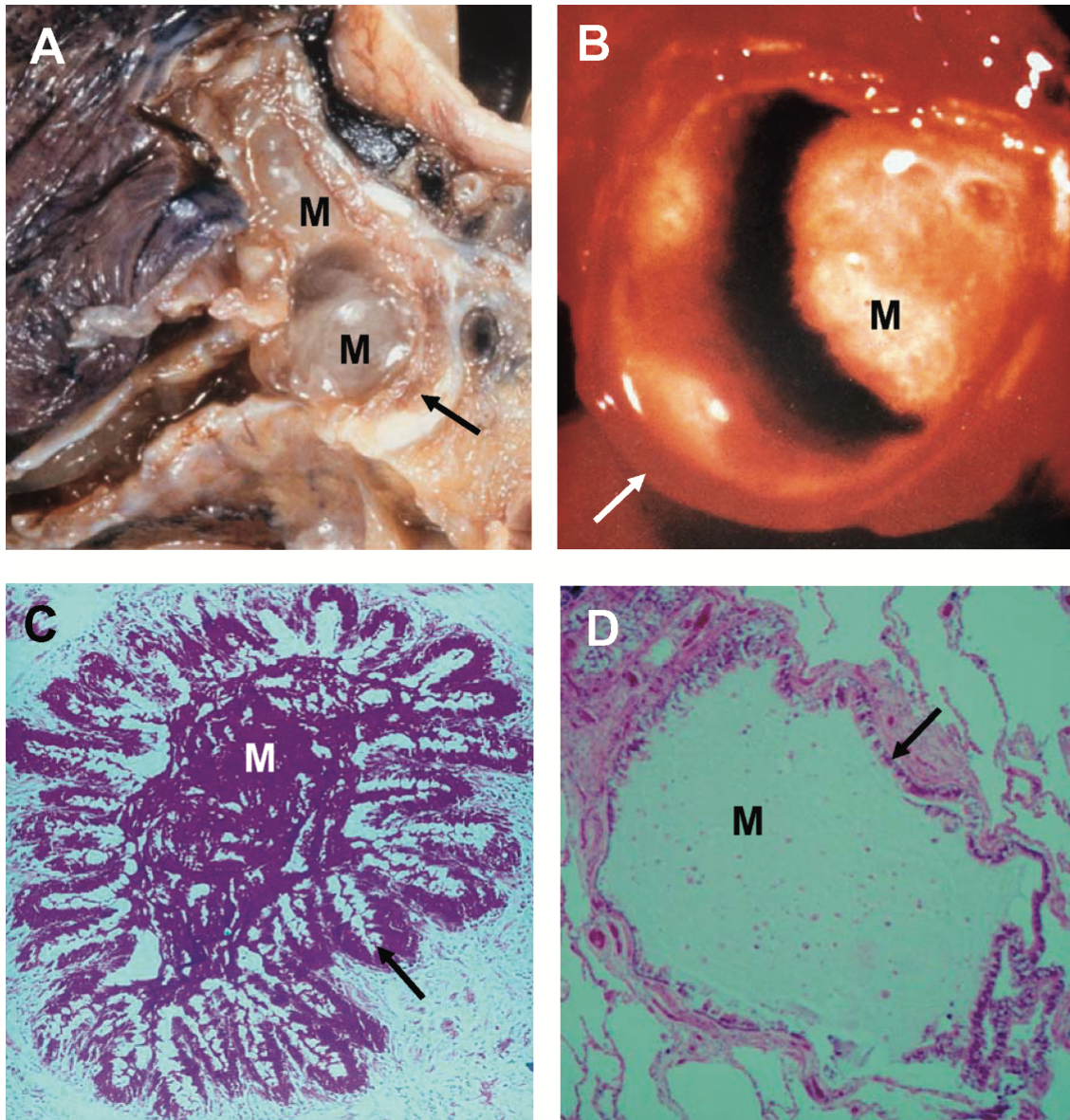


FIGURE 1.9 – Occlusions de mucus dans les voies respiratoires de personnes souffrant d'asthme ou de BPCO. A : Occlusion de mucus dans l'asthme. Occlusion complète par mucus (M) dans une bronche (flèche), coupée en coupe longitudinale, chez un patient décédé d'une crise aiguë d'asthme. B : Mucus (M) obstruant partiellement une bronche (section transversale : flèche) d'un fumeur âgé, masculin. C : Bronchoconstriction et mucus pour une personne ayant souffert d'une crise d'asthme fatale. L'épithélium des voies aériennes est marqué par une flèche. Les plis sont issus de la contraction des muscles lisses entourant les bronches et le mucus (M) obstrue la lumière restante. D : Mucus (M) bloquant une voie pulmonaire (section transversale) d'un fumeur âgé, mâle. La flèche pointe vers l'épithélium. Photos adaptées d'une publication [27]

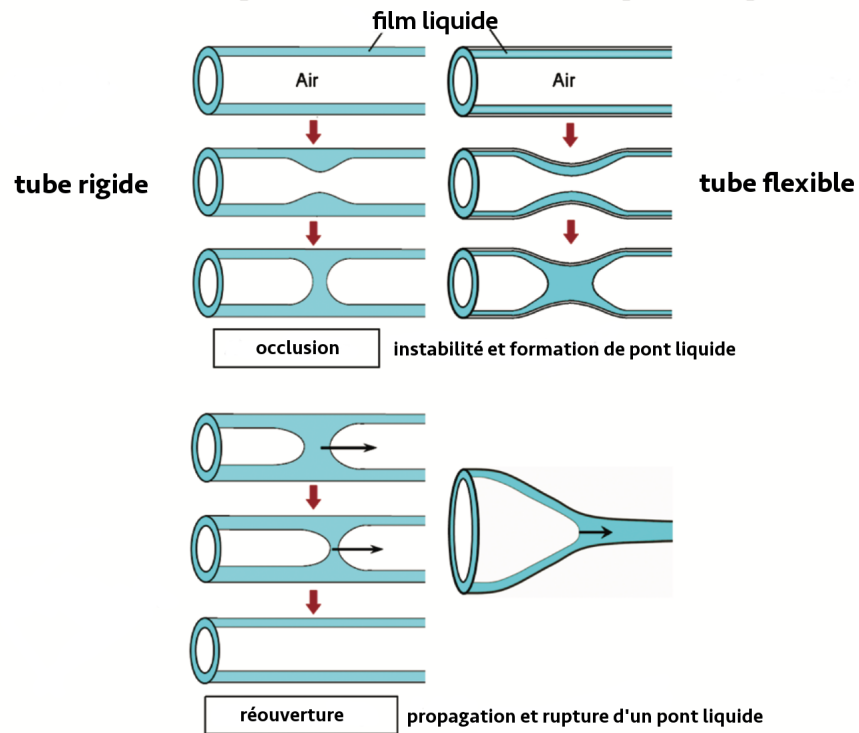


FIGURE 1.10 – Diagramme de la création et de la destruction des occlusions pulmonaires avec tubes rigides et des tubes flexibles. Figure adaptée [8]

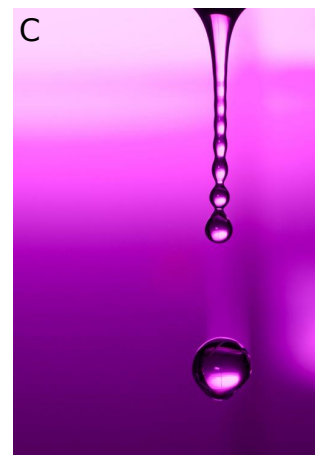
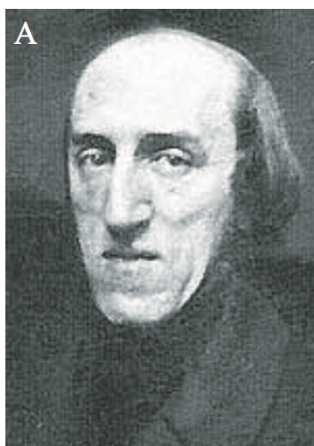


FIGURE 1.11 – A : Joseph Plateau (1801-1883). B : Lord Rayleigh (1842-1919). C : Instabilité d'un jet de liquide donnant lieu à une série de gouttes régulières (Image de N. Morberg)

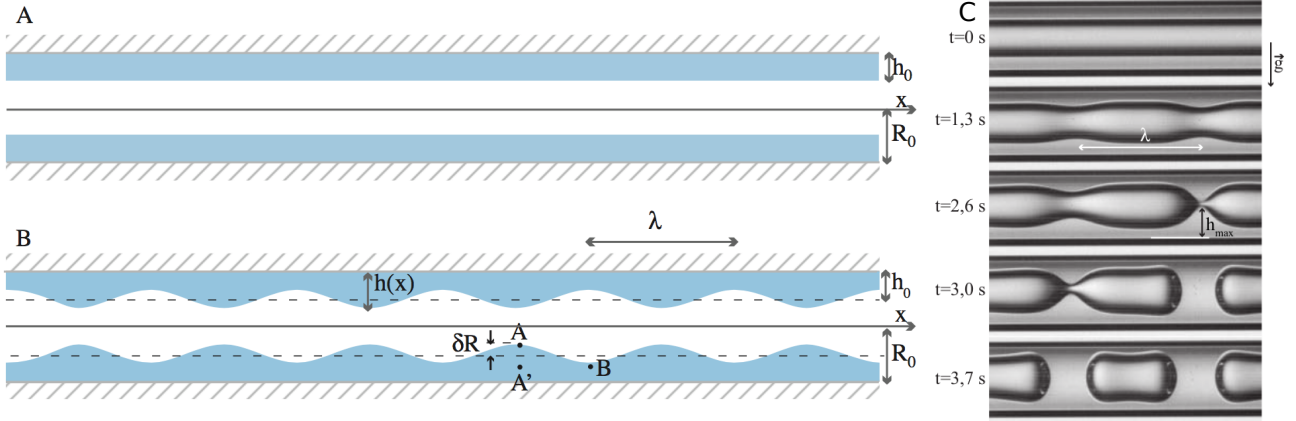


FIGURE 1.12 – Schéma de l'instabilité capillaire. A : Situation initiale pour un tube de rayon R_0 dont les parois sont recouvertes d'une couche de liquide d'épaisseur h_0 . B : Situation perturbée harmoniquement $h(x) = h_0(1 + \delta R \cos(2\pi x/\lambda)) = h_0(1 + \delta R \cos(kx))$ [22]. C : Chronophotographie du développement de l'instabilité [22]

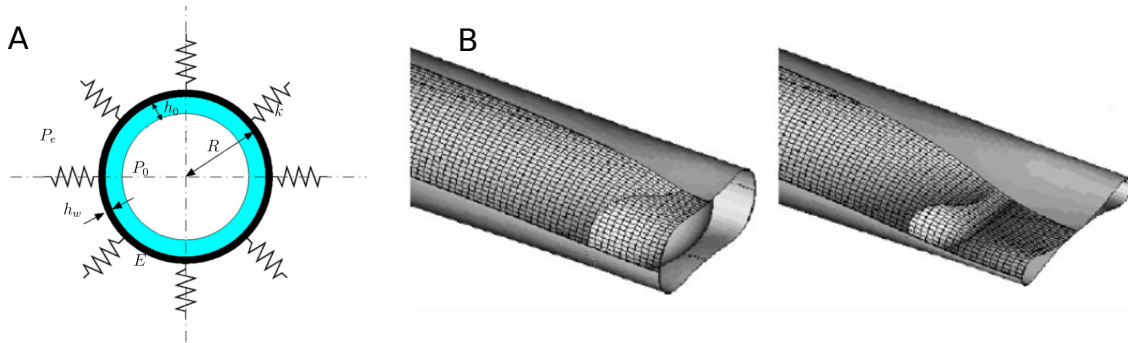


FIGURE 1.13 – A : Schéma mécanique simplifié d'une bronche[75]. B : Simulation de l'occlusion avec des parois élastiques sous deux pressions extérieures différentes. Figure adaptée [85]

En l'absence de gravité et d'écoulement, $P_{A'} = P_A$ et donc :

$$\Delta P = P_B - P_{A'} = \sigma \left(\frac{1}{R_0 - h_0 - \delta R} - \frac{1}{R_0 - h_0 + \delta R} - 2k^2 \delta R \right) \approx 2\delta R \sigma \left(\frac{1}{(R_0 - h_0)^2} - k^2 \right) \quad (1.5)$$

On voit donc que sous certaines conditions sur la longueur d'onde (vecteur d'onde k) sur la perturbation initiale, $\Delta P > 0$ et on obtient alors un écoulement amplifiant l'instabilité. Cette instabilité fait donc croître la perturbation jusqu'à formation d'un pont liquide [69, 82–84] (figure 1.12 C).

En ce qui concerne le mécanisme de la création d'une occlusion par effondrement de la bronche [75], nous allons nous référer à la figure 1.13 A. Nous allons réutiliser les données précédentes pour comprendre les contraintes qui s'appliquent à la paroi d'une bronche d'épaisseur h_w , de module de Young E et tapissée d'une couche de mucus d'épaisseur h_0 . Nous supposons que la pression pleurale s'appliquant sur l'extérieur de cette bronche est de P_e . On peut alors calculer la résultante des forces de pression radiale F_r par unité de longueur de bronche qui s'applique sur les parois [69, 75] :

$$F_r = 2\pi R \left(P_0 - \frac{\sigma}{(R - h_0)} - P_e \right) \quad (1.6)$$

On voit donc sous une tension superficielle importante, cette force peut être négative ce qui signifie que la bronche veut s'effondrer sur elle-même. Trois mécanismes viennent néanmoins contrer cet effet :

- les parois des bronches sécrètent du surfactant afin de faire diminuer σ
- la bronche a une paroi d'épaisseur non nulle h_w et de module de Young E qui vient contrer par élasticité cette déformation
- la bronche est recouverte de muscles lisses et dans les premières générations de structures de soutien comme du cartilage qui tendent à maintenir la bronche ouverte. Toutes ces structures ne sont pas prises en compte dans le modèle présenté ici[69].

Malgré tous ces mécanismes, l'instabilité peut se développer et donner lieu à l'effondrement de la bronche sur elle-même [86–89]. Cette instabilité mécanique a été étudiée [88] mais il semblerait qu'une représentation réaliste de cette instabilité ne puisse se faire qu'en 2D ou 3D [75, 85, 90] (figure 1.13 B) afin de représenter les modes d'occlusion. Cet effondrement empêche la convection de l'air entre les alvéoles et l'atmosphère et crée donc une occlusion pulmonaire. De plus, sans aller jusqu'à l'effondrement de la bronche, cette déformation de la bronche par élasticité entraîne une diminution du rayon de la bronche pouvant faciliter le premier type d'instabilité [91, 92].

Le développement de toutes ces occlusions est influencé par l'élasticité des parois [90, 93], la courbure du tube [94], la gravité [95], l'écoulement d'air au centre du tube [96], le caractère non newtonien du mucus [97], la présence de surfactant dans le liquide [98, 99] et l'angle de contact et donc le mouillage [100]. De très nombreuses études concernant cette instabilité ont vu le jour dont certaines prennent en compte de nombreux paramètres à la fois [9, 101].

D'un point de vue pratique, ces occlusions peuvent survenir chez n'importe quel être humain lorsque nous sommes en fin de cycle d'expiration [69, 75, 80, 87], mais ces occlusions deviennent plus fréquentes et problématiques dans un certain nombre de pathologies pulmonaires [8, 27, 75, 102–104]. Il semblerait que le sommeil augmente également les occlusions pulmonaires (anesthésie générale) [105, 106]. Après leur formation, ces occlusions sont dans la plupart des cas détruites à l'aide d'un simple cycle respiratoire chez les personnes saines [107] (figure 1.10).

Les occlusions peuvent également être créées par des traitements tels que les thérapies de remplacement de surfactant ou l'injection de certaines substances médicamenteuses dans les poumons [108–112]. Dans ce contexte, on injecte du liquide dans la trachée du patient. Le liquide injecté forme un pont liquide dans la trachée et celui-ci est mis en mouvement à l'aide d'un système de ventilation forcée ou d'un cycle respiratoire [111, 113, 114].

Toutes ces occlusions pulmonaires ont pour conséquence d'augmenter fortement la résistance à l'écoulement de l'air dans le poumon. Cette résistance fortement accrue peut donc mener à une insuffisance ventilatoire du poumon ainsi qu'à un manque d'oxygénation du corps et donc au décès. L'annexe B de ce manuscrit démontre le rôle central joué en médecine par ces occlusions dans de nombreuses pathologies, diagnostics et traitements.

2 Modélisation des occlusions pulmonaires

Tout comme il existe différents types d'occlusions, il existe différentes approches pour modéliser leur dynamique. La modélisation dépend principalement de la flexibilité des parois du tube [90] (figure 1.10).

2.1 Parois flexibles

Une première modélisation correspond au cas des tubes avec des parois très flexibles. L'occlusion est alors issue de l'effondrement total du tube sur lui-même. Le tube est entièrement rempli de liquide et l'ouverture du tube est modélisée par la propagation d'une bulle semi-infinie (figure 1.14). Dans ce cas précis, des études ont été menées [115–117] afin de quantifier la pression nécessaire à imposer dans l'air pour propager une bulle d'air semi-infinie dans le tube et donc détruire cette occlusion. Des évolutions de cette pression critique ont alors été obtenues qui sont qualitativement cohérente avec des mesures physiologiques réalisées sur un rat [90, 118].

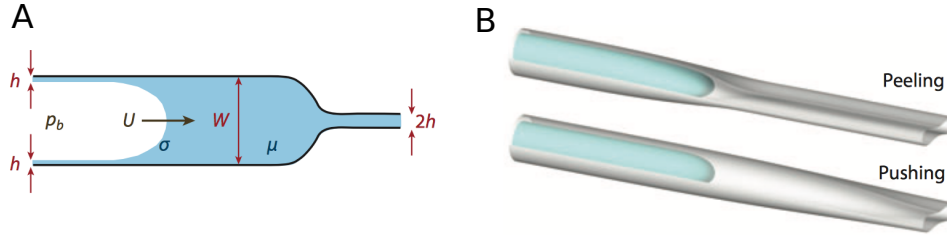


FIGURE 1.14 – Modèle de réouverture pulmonaire [115]. A : Un doigt d'air se propageant à vitesse constante dans un tube élastique effondré (ou un canal 2D) rempli de fluide visqueux. Le doigt d'air ouvre la voie aérienne et redistribue le fluide dans une fine doublure liquide. B : Formes représentatives de la paroi du tube et de l'interface air-liquide dans différents régimes en 3D

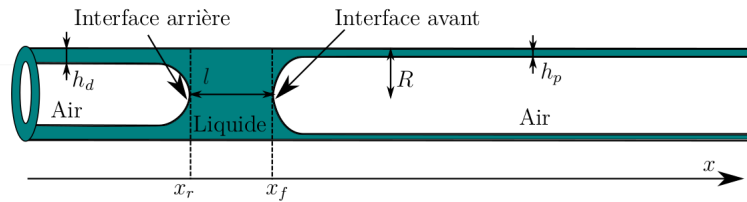


FIGURE 1.15 – Schéma d'un pont liquide de taille l dans un tube rigide de rayon R . Le tube est ici prémouillé avec un film de liquide d'épaisseur h_p . Le pont liquide se déplace suivant un axe x . On note alors les positions des interfaces x_r pour l'interface arrière et x_f pour l'interface avant. Le pont liquide laisse derrière lui un film de liquide d'épaisseur h_r .

Ces tendances ont été confirmées dans des expériences plus récentes [119–121]. Sur ce modèle de tube très flexible et de propagation d'une bulle d'air semi-infinie, des études exploratoires ont également été menées avec des liquides non-newtoniens [122, 123] et des liquides contenant des surfactants [124]. Des tendances similaires ont été retrouvées. La recherche théorique et numérique s'est donc attachée à retrouver ces tendances dans des modèles 2D [9, 125–129] et 3D [130].

2.2 Parois rigides

L'occlusion peut également être modélisée dans le cadre d'un tube rigide. L'occlusion se manifeste alors par la présence d'un pont liquide entouré de part et d'autre de deux bulles semi-infinies (figure 1.15). La dynamique de ces écoulements diphasiques est régulièrement étudiée dans le cadre d'un écoulement stationnaire ou quasi-stationnaire créé à l'aide d'une différence de pression ΔP constante entre les deux bulles d'air [133]. De nombreuses études numériques ont vu le jour sur ce sujet dans le groupe de Grotberg [8, 131, 134, 135]. Malgré un écoulement soumis à une contrainte en pression, l'écoulement est ajusté pour être stationnaire (en ajustant notamment les couches de liquide h_r et h_p). Ce type de simulation a été complexifié par la suite en ajoutant des surfactants dans le liquide [131, 134, 136], des effets de gravité avec et sans surfactant [132], l'étude des effets inertiels [134] et l'utilisation d'un fluide non newtonien (un fluide à seuil) [137]. Ces travaux ont montré, entre autres, que la différence de pression à atteindre pour faire avancer un pont liquide à une vitesse fixée était augmentée par la présence de surfactant et par l'aspect non-newtonien (fluide de Bingham) du fluide.

La majorité de ces études s'attache à obtenir des informations sur l'écoulement dans le pont liquide. Les informations sur les lignes de courant (figure 1.16 A, E et F) donnent accès aux contraintes mécaniques de viscosité et de pression qui s'appliquent dans le fluide et donc sur les parois du tube. Ces données représentent un aspect essentiel de l'étude de la propagation des ponts liquides car ce sont ces contraintes qui créent les dégâts des cellules épithéliales des bronches [138] dans le cadre des maladies pulmonaires [139, 140]. Ces études ont ainsi permis de

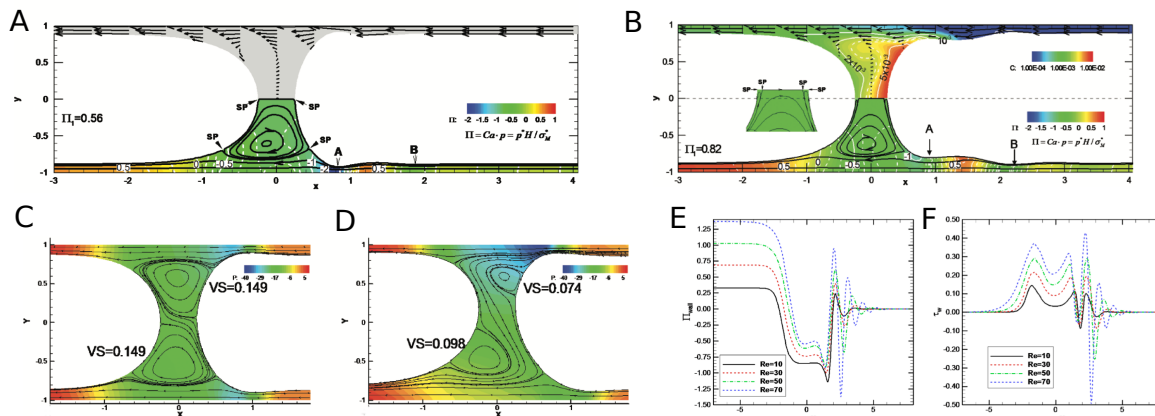


FIGURE 1.16 – A : Propagation stable d'un pont liquide sans surfactant [131]. On y voit les lignes d'écoulements et la pression au sein du pont liquide. B : Propagation stable d'un pont liquide avec surfactants [131]. C et D : Effets de la gravité sur l'écoulement au sein d'un pont liquide [132] pour respectivement $Bo = 0,1$ et $Bo = 0,6$. E et F : Pression à la paroi π_{wall} et contrainte visqueuse à la paroi τ_w pour différents nombres de Reynolds Re lors de la propagation d'un pont liquide [131].

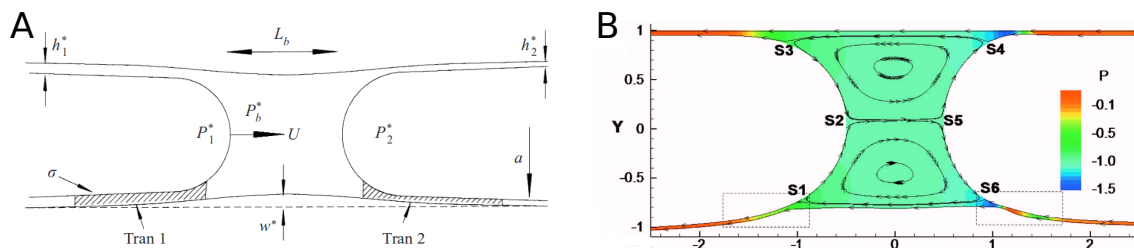


FIGURE 1.17 – A : Modèle théorique d'un pont liquide dans un tube flexible[150]. B : Simulation numérique en 2D d'un pont liquide dans un canal avec une seule paroi flexible[151]. Les lignes d'écoulement et le champ de pression sont représentés sur cette figure.

montrer que c'est l'interface avant d'un pont liquide qui concentrait les plus fortes contraintes sur les parois et celles-ci peuvent très largement être diminuées par l'utilisation de surfactants.

Des travaux similaires ont été réalisés dans des domaines connexes comme celui de la propagation de bulles [141]. Ce problème est similaire puisque seul le point de vue change : c'est une bulle entourée par deux ponts liquides semi-infinis. On trouve alors des études numériques sur une seule bulle [142–145], et surtout expérimentales sur des trains de bulles (ou un train de ponts liquides) [146]. Ces écoulements, appelés écoulements de Taylor, sont aussi étudiés à hauts nombres Reynolds afin de prendre en compte les phénomènes convectifs. L'étude a d'ailleurs été étendue à des écoulements de Taylor à trois phases non-miscibles [147].

Finalement, peu de travaux de recherche se sont intéressés au cas d'un écoulement diphasique sous la forme d'un pont liquide mais en régime instationnaire. C'est le cas des études numériques de Fujioka et al. et de Hassan et al. [148, 149] qui s'intéressent à nouveau à l'écoulement au sein du pont liquide. L'analyse des contraintes montrent alors que la rupture du pont liquide cause des dégâts considérables aux cellules. La destruction des ponts liquides a aussi été étudiée de manière expérimentale et numérique avec un liquide aux propriétés rhéologiques proches du mucus humain [68]. Toutefois, cette étude se concentre sur le phénotype de rupture et une estimation des contraintes qu'imposerait ce pont liquide aux parois et non pas sur la dynamique instationnaire du pont liquide.

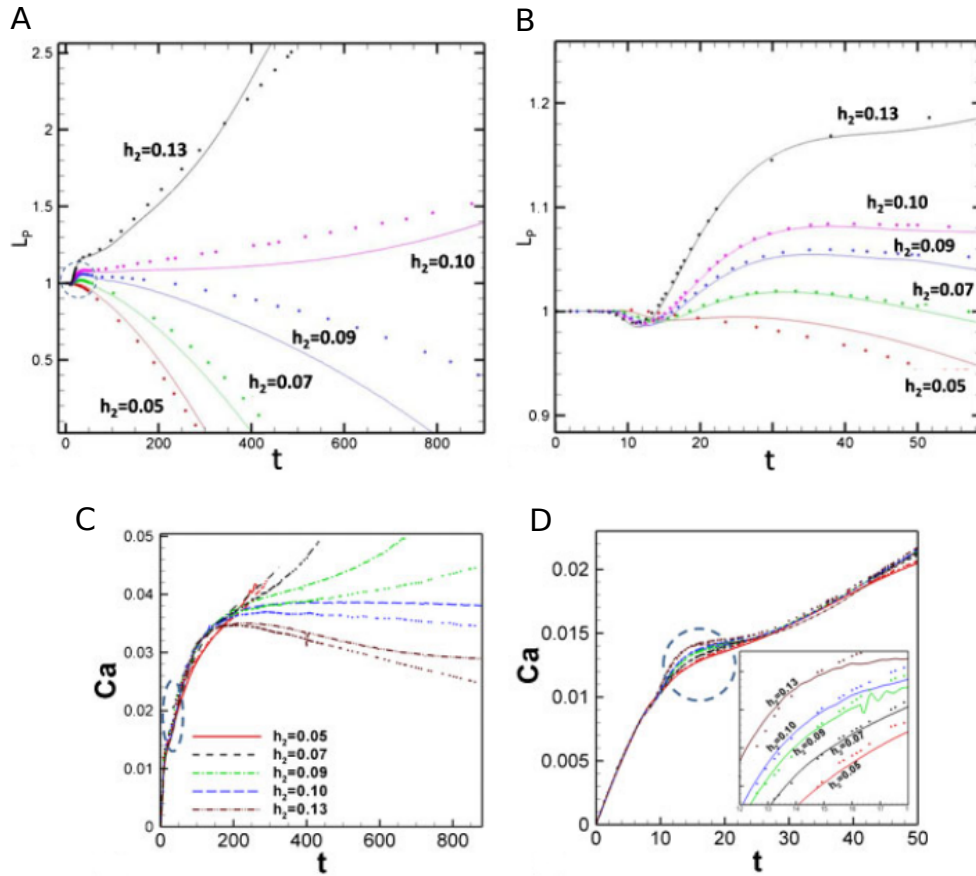


FIGURE 1.18 – Simulations d'un pont liquide soumis à une différence de pression ΔP constante [149]. A : Variation de la taille L_p d'un pont liquide en fonction du temps pour diverses épaisseurs de pré-mouillage h_p . Les lignes en pointillés sont issues de simulations antérieures [148]. B : Évolution du pont liquide durant les premiers instants de la simulation. C : Évolution de la vitesse adimensionnée du pont liquide (Ca) en fonction du temps pour diverses épaisseurs de pré-mouillage h_p . D : Évolution du pont liquide durant les premiers instants de la simulation.

2.3 Parois semi-flexibles

Bien évidemment, une bronche n'est pas entièrement flexible ou parfaitement rigide. Il y a une grande variabilité de régimes entre le tube rigide et le tube très flexible. Il y a donc un intermédiaire donnant lieu à l'écoulement d'un pont liquide entre deux bulles semi-infinies d'air (figure 1.17 A). Ce type d'écoulement est donc encore à l'étude bien que des modèles asymptotiques des deux régimes extrêmes aient été proposés [150]. Cette étude montre que la pression à appliquer pour réussir à détruire le pont liquide est supérieure à celle dans un tube rigide [32] bien que la différence de pression à appliquer pour obtenir une propagation d'un pont liquide d'une taille donnée, à une vitesse fixée soit inférieure à celle nécessaire dans un tube rigide [151, 152]. Une étude expérimentale et numérique [151] (figure 1.17 B) a montré également que les contraintes aux parois sont, toutes choses égales par ailleurs, supérieures dans le cadre de ces tubes rigides. Les parois endommagées sont ainsi plus flexibles et donc malencontreusement plus sujettes à des dégâts supplémentaires (comme dans le cadre des emphysèmes (Annexe B)).

3 Notre étude

Dans notre cas, nous modéliserons l'occlusion par un pont liquide dans un tube rigide et nous allons nous concentrer sur un domaine peu étudié : la dynamique des régimes instationnaires des

ponts liquides dans un tube rigide mis en mouvement à l'aide d'une différence de pression (figure 1.15). Le liquide que nous considérerons sera newtonien et sans surfactant. Afin de modéliser les écoulements des bronchioles, nous négligerons les effets de gravité et les effets convectifs, autrement dit, nous nous placerons à faible nombre de Bond (Bo) et faible nombre de Reynolds (Re) :

$$Bo = \frac{\rho_l g R^2}{\sigma} \quad (1.7)$$

$$Re = \frac{\rho_l R U}{\mu_l} \quad (1.8)$$

avec ρ_l la masse volumique du liquide, g l'accélération de pesanteur, R le rayon du tube, σ la tension superficielle du liquide, μ_l la viscosité du liquide et U la vitesse typique de l'écoulement. Le nombre de Bond compare les contraintes gravitationnelles aux effets superficiels et le nombre de Reynolds compare les contraintes convectives aux contraintes visqueuses. De plus aux petites échelles spatiales, les effets capillaires dominent les effets visqueux, nous utiliserons donc de faibles nombres capillaires (Ca) :

$$Ca = \frac{U \mu_l}{\sigma} \quad (1.9)$$

Cette modélisation correspond à une modélisation des voies distales (à partir de la 10ème génération jusqu'aux bronchioles) du poumon où la taille et la rigidité des bronches sont suffisantes pour négliger les effets de flexibilité des parois, les effets gravitationnels et les effets inertiels. Le mucus est modélisé par un liquide newtonien en cohérence avec les voies distales.

Les études existantes sur ce régime instationnaire sont principalement numériques [148, 149]. On y remarque qu'en fonction de la couche liquide h_p , de la pression imposée ΔP et de la taille initiale L_0 du pont liquide l'évolution du pont ne mène pas forcément à sa rupture et à la destruction de l'occlusion. On remarque sur la figure 1.18 qu'en fonction de ces paramètres, on peut observer une augmentation ou une diminution de la vitesse du pont liquide (ici la vitesse est adimensionnée et elle est notée Ca) accompagnée d'une corrélation positive de diminution ou d'augmentation de la taille du pont liquide (L_p). On remarque donc qu'un pont liquide peut soit grossir et ralentir, soit accélérer et voir sa taille diminuer jusqu'à la rupture. Ces deux phénomènes ne font pas l'objet de l'étude [149] présentée mais ils sont révélateurs d'une transition dynamique importante. Par le passé, l'auteur de cet article avait déjà expliqué qualitativement et quantitativement cette différence mais son étude ne comportait aucune validation expérimentale [150, 152]. L'instationnarité de ce régime a également appelé l'attention d'autres chercheurs donnant lieu à des études numériques de stabilité d'un pont liquide [135, 153]. C'est cette transition qui donne lieu ou non à la rupture d'un pont liquide qui nous intéressera dans ce chapitre.

Afin de modéliser le mouvement d'un unique pont liquide ou d'un groupe de ponts liquides dans un tube nous nous appuyerons sur une étude expérimentale et instationnaire [154] mais qui a été réalisée sur des surfaces sèches (ne correspondant pas au cas des poumons) et dans des microcanaux rectangulaires (une géométrie différente). L'utilisation d'une géométrie plus complexe entraîne la nécessité de facteurs de forme [155, 156] et les surfaces sèches impliquent l'utilisation d'un facteur représentant la résistance à l'écoulement sur une surface non-mouillée [157]. Dans notre cas, nous nous affranchirons de ces facteurs puisque nous étudierons la dynamique d'un pont liquide dans un tube pré-mouillé soumis à une différence de pression.

4 Conclusion

C'est dans ce contexte de maladie pulmonaire que notre travail s'inscrit. Les multiples pathologies, syndromes, diagnostics et traitements (Annexe B) font appel à une multitude de phénomènes physiques (ondes mécaniques, tension de surface, mécanique des fluides, réseaux

complexes, liquides non-newtoniens. . .). Nous n'avons donc d'autre choix que de limiter cette étude à une infime partie de ce problème regroupant et recoupant plusieurs communautés scientifiques. Nous nous concentrerons sur : l'écoulement diphasique sous forme de ponts liquides dans un tube rigide (aussi appelé écoulement de Taylor [158]). Le pont liquide modélise donc une occlusion pulmonaire de mucus et le tube rigide modélise une bronche. Ainsi, nous étudierons ici sa dynamique d'un point de vue physique afin d'en tirer des conclusions utiles au domaine médical.

Chapitre 2

Dynamique d'un pont liquide et pression critique de rupture pour un forçage unidirectionnel

Dans ce chapitre nous étudions la dynamique de ponts liquides dans des tubes capillaires pré-mouillés induite par un forçage unidirectionnel à débit ou à pression constante. Cette première partie démontre expérimentalement l'existence de deux régimes dynamiques instationnaires : l'une menant à une accélération du pont liquide et à sa rupture l'autre à une décélération du pont liquide avec une croissance du volume de celui-ci. En outre, nous dérivons un critère analytique déterminant le débit ou la pression critique de transition entre ces deux régimes. Ces résultats sont ensuite transposés au cas des maladies pulmonaire.

In this chapter we study the dynamics of liquid plugs in pre-wetted capillary tubes driven by a unidirectional and constant air flow rate or pressure. This study demonstrates experimentally the existence of two unsteady regimes : one leading to an acceleration of the liquid plug and to its rupture, and the other to a deceleration of the liquid plug with an increase in the volume of the plug. These results are then transposed in the lung disease framework.

1 Introduction

De nombreuses études [68, 151, 154, 159–162], numériques [131, 135, 148, 149, 151, 153, 162] et théoriques [142, 143, 146, 154, 163] ont exploré la dynamique [131, 135, 146, 148, 151, 153, 154, 159–162] et la rupture [68, 149, 154] d'un seul [68, 131, 135, 148, 149, 151, 153, 154, 159, 160, 162] ou de multiple ponts liquides [142, 143, 146, 154, 161] séparés par des bulles dans des canaux rigides [68, 131, 142, 143, 146, 148, 149, 154, 159–162] ou flexibles [151]. Les études précédentes ont principalement été menées dans des géométries simples pour comprendre les fondements de la dynamique. Plus récemment, des structures complexes telles que des arbres en deux dimensions simulant la structure des poumons ont été réalisés et étudiés [154, 162, 164, 165] pour leurs intérêts médicaux [7, 14, 16, 17, 166].

Dans cette partie, la dynamique des ponts liquides dans des tubes capillaires pré-mouillés est étudiée expérimentalement et théoriquement. Nous montrerons qu'en fonction de la contrainte imposée et de l'épaisseur du pré-mouillage le pont liquide peut présenter différents régimes cinématiques ou dynamiques. Ainsi avec une contrainte en pression, un pont liquide peut entrer dans une dynamique d'accélération entraînant la rupture du pont liquide ou une dynamique de décélération menant à une croissance de la taille du pont liquide. Alors que le premier régime avait déjà été observé expérimentalement [154], le deuxième a uniquement été observé numériquement [148, 149]. Ici nous démontrons ce nouveau régime expérimentalement et nous proposons

un modèle issu de l'étude de Baudoin et al. [154] adapté à la géométrie cylindrique.

Dans un premier temps, nous décrirons le protocole expérimental. Ensuite, nous explorerons la dynamique d'un pont liquide à débit d'air constant puis, sous pression constante. Enfin, nous discuterons la pertinence du modèle proposé vis-à-vis des maladies d'encombrement pulmonaire.

2 Protocole expérimental

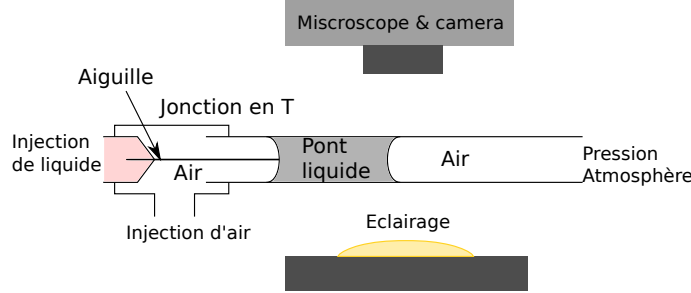


FIGURE 2.1 – Schéma du dispositif expérimental

Dans ce qui suit, nous allons explorer la dynamique de ponts liquides poussés à débit d'air constant ou à différence de pression constante dans un tube capillaire pré-mouillé en verre (Ring-caps 20/40 μL) de rayon intérieur $R = 500 \mu\text{m}$ (figure 2.1). Le pré-mouillage du film est obtenu avec le protocole suivant :

- Premièrement, le tube en verre est nettoyé successivement avec de l'acétone, de l'isopropanol, du dichlorométhane et une solution de piranha (mélange d'acide sulfurique (H_2SO_4) et d'eau oxygénée (H_2O_2)) pour obtenir une surface parfaitement mouillante.
- Deuxièmement, un pont liquide de volume contrôlé est injecté dans le tube au travers de la jonction en T en poussant le liquide à l'aide d'un pousse seringue (figure 2.1). Le pont liquide est ensuite mis en mouvement à l'aide d'un second pousse seringue introduisant de l'air dans la jonction T à débit constant. Le pont liquide a donc une vitesse constante et dépose un film derrière lui d'épaisseur constante h_d [159].

Trois remarques sont à préciser concernant la création de ce film de pré-mouillage :

- La seringue servant à pousser de l'air dans le dispositif expérimental est entièrement remplie d'eau ainsi qu'une grande partie du tube liant la seringue et la jonction en T. Ce choix est effectué afin de limiter les effets de compressibilité de l'air circulant dans l'intégralité du dispositif. En effet notre dispositif contient un grand nombre de sections de tube différentes entraînant des effets bouchons [167]. Ces effets de compressibilité de l'air se manifestent par des modifications significatives du débit d'air et donc de la vitesse du pont liquide. Une vitesse non constante entraîne de fortes modifications du dépôt de liquide sur les parois et de fortes perturbations pour la vitesse du pont liquide pour nos expériences futures. Afin de limiter ce phénomène, on remplit en partie le dispositif d'eau afin de limiter le volume d'air et par là même limiter les effets de compressibilité dans le dispositif.
- La couche déposée dans le tube est uniforme mais celle-ci n'est pas stable comme le montre l'instabilité de Rayleigh-Plateau [22, 75, 95] (figure 1.12 C). Pour pouvoir effectuer nos expériences en cohérence avec un film de pré-mouillage constant, nous devons réaliser l'expérience dans un délais court devant le temps caractéristique du développement de l'instabilité τ_{insta} [22]. Dans toutes nos expériences, nous veillons à ce que le temps de l'expérience soit inférieur à τ_{insta} .

$$\tau_{insta} = \frac{12\mu_l R^4}{\sigma h_p^3} \quad (2.1)$$

TABLE 2.1 – Propriétés mécaniques des liquides utilisés dans les expériences (à 20°C)[168]

| Liquide | σ (mN/m) | μ_l (mPa.s) | ρ_l (kg/m ³) |
|--------------------------|-----------------|-----------------|-------------------------------|
| Perfluorodecaline | 19.3 | 5.1 | 10 ³ |
| Mélange eau-glycérol 10% | 71 | 1.31 | 1.03.10 ³ |
| Mélange eau-glycérol 60% | 67 | 10.8 | 1.15.10 ³ |
| Mélange eau-glycérol 85% | 65 | 223 | 1.21.10 ³ |

avec h_p l'épaisseur du film de liquide.

- Lors de la phase de dépôt du film de pré-mouillage, nous introduisons un pont liquide dans un tube capillaire sec. En mettant en mouvement le pont liquide, celui-ci dépose du liquide sur les parois du tube. La taille du pont liquide doit donc être suffisamment importante pour déposer du liquide jusqu'au bout du tube capillaire sans rompre (plus de liquide dans le pont liquide). Dans le cas contraire, la discontinuité du mouillage entraînerait le développement prématuré de l'instabilité du film. Afin d'éviter toute forme de discontinuité, il faut un débit constant jusqu'à la sortie du pont liquide du tube capillaire. Lorsque le pont liquide arrive au bout du tube capillaire, il est important de placer un milieu absorbant à l'extrémité du tube. Ceci permet de faire sortir le pont liquide sans que sa vitesse ne soit modifiée. Dans le cas contraire, le pont liquide peut (en fonction des caractéristiques mécaniques du fluide) s'arrêter au bout du tube et ne sortir que lorsqu'une surpression suffisante est atteinte au sein du tube capillaire. Cela entraînerait alors une forte discontinuité de film liquide déposé et donc engendrerait l'instabilité du film. L'extrémité du tube est favorable du point de vue capillaire et ne déstabilise pas le film.

Une fois le film de pré-mouillage déposé, on crée un nouveau pont liquide de taille contrôlée et positionné dans la zone de visualisation de la caméra au même débit d'air que celui utilisé pour le pré-mouillage. On peut ensuite débiter nos expériences et pour cela nous devons choisir entre deux types de contrainte à imposer sur le pont liquide afin de le faire avancer dans le tube capillaire. On peut le pousser à débit d'air constant (en modifiant sa valeur) à l'aide du pousse-seringue ou on peut le mettre en mouvement à l'aide d'une différence de pression constante entre l'air se trouvant dans la partie gauche du tube et l'air se trouvant dans la partie droite (à pression atmosphérique) à l'aide d'un contrôleur en pression Fluigent MFCS.

Il est ici important de donner une petite astuce expérimentale. Afin d'emmener le pont liquide dans la zone de visualisation de la caméra, il est primordiale d'utiliser un contrôleur en débit. En effet, lorsque le pont liquide est créé à l'aide de l'injection de liquide, le pont liquide se trouve entre le tube capillaire et l'aiguille. L'aiguille étant mouillante, le pont liquide reste sur l'aiguille et une différence de pression importante est parfois nécessaire pour réussir à détacher le pont liquide de l'aiguille pour l'emmener dans la zone de visualisation. Ainsi, si l'on utilise un contrôle en pression pour faire avancer le pont liquide dans les premiers instants, la différence de pression importante imposée sur le pont liquide entraîne une destruction quasi-instantanée du pont liquide une fois que celui-ci s'est décroché de l'aiguille. Il faut donc utiliser un contrôle en débit afin d'atteindre cette surpression sans pour autant (le déplacement étant fixé) détruire le pont liquide. Ainsi, quelque soit le forçage choisi, le pont liquide doit d'abord être déplacé à l'aide d'une contrainte en débit. Le dispositif expérimental dispose donc d'un système de transition entre les deux types de forçage afin de mener à bien nos expériences en pression.

Quatre liquides différents ont été utilisés lors de nos expériences (perfluorodecaline et trois mélanges d'eau et de glycérol à 10%, 60% and 85% en concentration massique de glycérol). Les propriétés de ces liquides sont résumées sur le tableau 2.1.

La dynamique des ponts liquides est caractérisée par l'évolution de leur vitesse $U = dx_r/dt$ et de leur taille $l = x_f - x_r$, avec x_r et x_f qui représentent respectivement les positions de l'interface avant et de l'interface arrière du pont liquide (figure 2.2). La dynamique est enregistrée

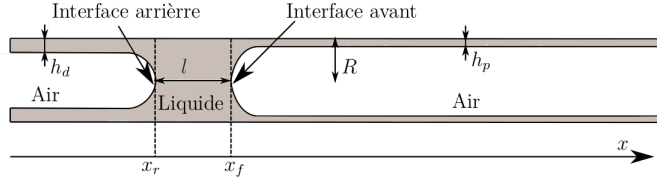


FIGURE 2.2 – Schéma du problème considéré dans cette partie

TABLE 2.2 – Comparaison des ordres de grandeur du nombre capillaire $Ca = \mu_l U / \sigma$ mesuré expérimentalement avec le nombre capillaire critique Ca_{crit} introduit par Aussilous & Quéré [159] au dessus duquel les effets convectifs deviennent significatifs.

| Liquide | Ca | Ca_{crit} |
|--------------------------|-------------------------------------------------|----------------------|
| Perfluorodecalin | $1.29 \times 10^{-4} < Ca < 4.8 \times 10^{-2}$ | 3.6×10^{-1} |
| Mélange eau-glycérol 10% | $1.35 \times 10^{-4} < Ca < 1.6 \times 10^{-3}$ | 1.7×10^{-2} |
| Mélange eau-glycérol 60% | $1.29 \times 10^{-4} < Ca < 5.0 \times 10^{-2}$ | 3.9×10^{-1} |
| Mélange eau-glycérol 85% | $4.10 \times 10^{-4} < Ca < 3.1 \times 10^{-2}$ | 36.1 |

à l'aide d'une caméra rapide Photron SA3 montée sur un microscope Z16 Leica. Afin de limiter les déformations de l'image causées par la surface courbée du verre nous immergeons le tube capillaire dans une solution de primol et de marcol de même indice de réfraction que le verre. Les images sont ensuite traitées à l'aide du logiciel ImageJ. Enfin, puisque les propriétés de tension de surface et de viscosité des mélanges eau-glycérol sont très sensibles à la température, nous mesurons la température durant chaque expérience et à l'aide des données fournies par le document ref.[168], nous interpolons les propriétés mécaniques du liquide à la température utilisée.

Dans les expériences réalisées, le nombre capillaire, le nombre de Bond et le nombre de Weber $We = \rho_l U^2 R / \sigma$ restent petits ($1.29 \times 10^{-4} < Ca < 5 \times 10^{-2}$, $3.5 \times 10^{-2} < Bo < 0.12$, et $1.2 \times 10^{-4} < We < 0.27$). Ces nombres montrent dans notre cas que la tension superficielle est globalement dominante. Toutefois, bien que les effets visqueux soient négligeables au centre du tube, ceux-ci ne peuvent être négligés dans ce que l'on appelle le ménisque, c'est-à-dire la zone extrême du pont liquide près de la paroi du tube. En effet, à cet endroit, la viscosité joue un grand rôle puisque les faibles dimensions des films de mouillage entraînent de forts gradients de vitesse et donc de fortes contraintes visqueuses.

En ce qui concerne les effets inertiels, les valeurs faibles voir modérées du nombre de Reynolds $Re = \rho_l U R / \mu_l$ dans nos expériences ($3.10^{-4} < Re < 5.58$) indiquent que les effets visqueux dominent les effets inertiels. Pour quantifier plus précisément l'impact des effets inertiels, nous avons mesuré le nombre capillaire dans nos expériences et nous le comparons avec le nombre capillaire critique Ca_{crit} proposé par Aussilous et Quéré [159] (tableau 2.2), en dessus duquel les effets inertiels sont supposés jouer un rôle significatif. Le nombre capillaire critique a été évalué analytiquement par ces auteurs puis validé expérimentalement. Dans notre cas, la comparaison montre que les effets inertiels peuvent raisonnablement être écartés puisque nos nombres capillaires Ca sont significativement en dessous de Ca_{crit} . En outre, l'influence des effets inertiels introduits sur des différences de pression à l'interface liquide-air sur des bulles dans des écoulements a été étudiée numériquement par Kreutzer et al. [142] et celui-ci a montré que ces effets étaient négligeables pour $Re < 10$ pour nombres capillaires du même ordre de grandeur que ceux que nous utilisons.

Enfin, le rôle de l'instationnarité dans nos expériences peut être quantifié par la comparaison entre la durée de nos expériences Δt et le temps caractéristique $\tau_v = R^2 / \rho_l \mu_l$ associés à l'instationnarité capillaro-visqueuse. La durée de nos expériences est substantiellement supérieure à τ_v pour toutes nos expériences (tableau 2.3). Ainsi les régimes observés peuvent être considérés

TABLE 2.3 – Comparaison de la durée des expériences Δt au temps caractéristique associé à l'état instationnaire $\tau_v = R^2/\rho_l\mu_l$ pour chaque fluide

| Liquide | Δt (ms) | τ_v (ms) |
|--------------------------|---------------------------|---------------|
| Perfluorodecaline | $1200 < \Delta t < 1300$ | 50 |
| Mélange eau-glycérol 10% | $800 < \Delta t < 4800$ | 200 |
| Mélange eau-glycérol 60% | $900 < \Delta t < 1400$ | 3 |
| Mélange eau-glycérol 85% | $2300 < \Delta t < 22000$ | 1.5 |

comme quasi-stationnaire et principalement gouvernés par les effets visqueux et capillaires.

3 Création du film de pré-mouillage

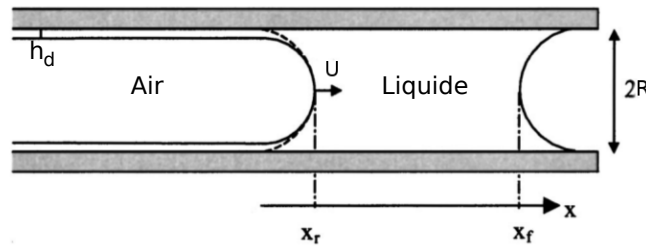


FIGURE 2.3 – Protocole de pré-mouillage

Un des paramètres clé pour la réalisation de nos expériences est le dépôt d'un film de pré-mouillage contrôlé en épaisseur. Le film de liquide est déposé par la mise en mouvement d'un premier pont liquide à débit d'air constant. En effet, nous savons depuis les travaux expérimentaux et analytiques de Bretherton [145] que la mise en mouvement d'un pont liquide à vitesse constante entraîne le dépôt d'un film de liquide d'épaisseur constante h_d (figure 2.3). Les calculs de Bretherton (uniquement valides à faibles nombres capillaires $Ca < 10^{-3}$) ont été étendus par la suite à hauts nombres capillaires par Aussilous et Quéré [159] à l'aide de lois d'échelles et d'expériences permettant de déterminer les constantes.

$$\frac{h_d}{R} = \frac{1.34 Ca^{2/3}}{1 + 2.5 \times 1.34 Ca^{2/3}} \quad (2.2)$$

Nous avons vérifié cette formule en mesurant la décroissance de la taille d'un pont liquide issue de la déposition d'un film de liquide sur un tube sec. Nous obtenons alors une très bonne cohérence entre nos données et le modèle, ce qui valide notre protocole de pré-mouillage (figure 2.4).

4 Dynamique d'un pont liquide soumis à un débit constant

Pour bien comprendre la dynamique des ponts liquides soumis à une pression constante, nous allons tout d'abord nous intéresser à une série d'expériences réalisées à débit d'air constant afin d'appréhender l'évolution de la taille d'un pont liquide. Quand un pont liquide est mis en mouvement à débit d'air constant dans un tube pré-mouillé, le pont liquide dépose du liquide derrière lui d'une épaisseur h_d et il récupère le liquide du film de pré-mouillage d'épaisseur h_p au travers de son interface avant. Si $h_d > h_p$, le pont liquide perd plus de liquide qu'il n'en reçoit. Puisque ces deux épaisseurs restent constantes durant toute la durée de l'expérience, la taille du pont liquide décroît de manière linéaire comme le montre la figure 2.5a. De la même manière, si $h_p > h_d$, sa taille grossit de manière linéaire (figure 2.5b).

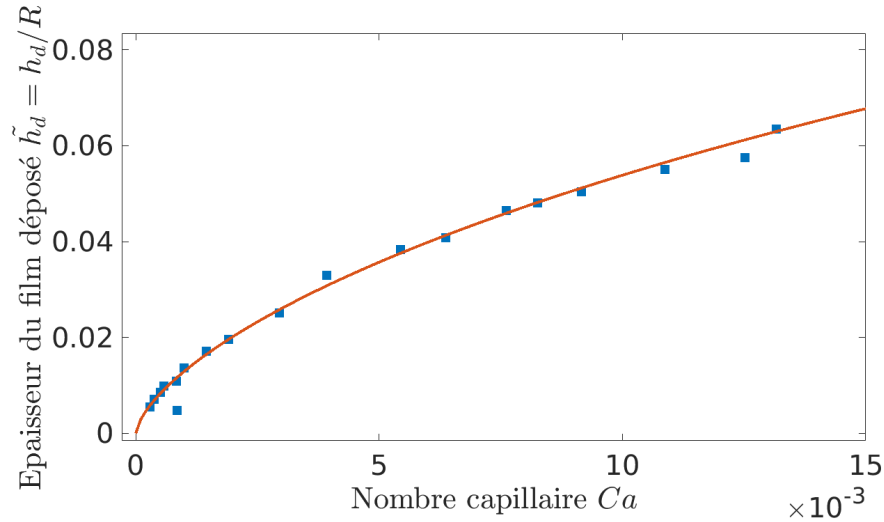


FIGURE 2.4 – Épaisseur du film déposé $\tilde{h}_d = h_d/R$ par la mise en mouvement d'un pont liquide à vitesse constante $Ca = \mu_l U/\sigma$ dans un tube cylindrique de rayon R avec un liquide parfaitement mouillant pour cette surface. Les points bleus représentent les mesures expérimentales et la courbe rouge représente la loi obtenue par loi d'échelle[159].

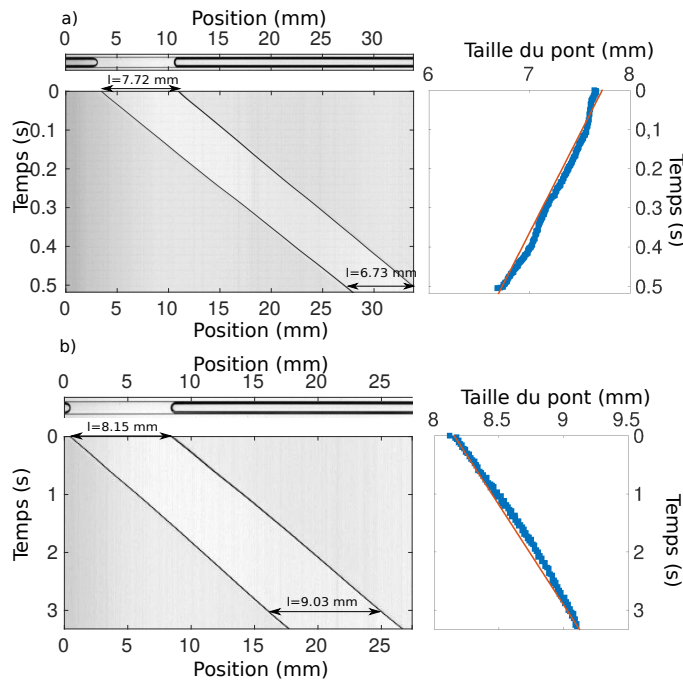


FIGURE 2.5 – Dynamique d'un pont liquide de perfluorodecaline poussé à débit d'air constant avec un pousse-seringue. a) Taille du pont liquide diminuant obtenue à l'aide d'un film de prémouillage moins épais que le film déposé par le pont : $h_p/R = 0.038$ et $h_d/R = 0.058$, b) Taille du pont liquide augmentant obtenue à l'aide d'un film de pré-mouillage plus épais que le film déposé par le pont : $h_p/R = 0.042$ et $h_d/R = 0.016$. *Gauche* : Diagramme spatio-temporelle de la ligne de pixels centrale d'un tube capillaire en fonction du temps. Les deux lignes noires représentent les positions des interfaces arrière et avant du pont liquide. La pente de la ligne noire de gauche donne la vitesse du pont liquide $U(t)$ et la distance horizontale entre les deux lignes noires représente la taille du pont liquide $l(t)$. *Droite* : Évolution de la taille du pont liquide. Points bleus : valeurs expérimentales. Courbe rouge : valeurs théoriques obtenues à partir de l'équation (2.3).

L'équation de conservation du volume se traduit en :

$$dV = -dx_r((R^2 - (R - h_d)^2)\pi + dx_f\pi((R^2 - (R - h_p)^2)$$

avec V le volume du pont liquide, $dx_r = Udt$ et $dx_f = dx_r \frac{(R-h_d)^2}{(R-h_p)^2}$ issu de la conservation du volume. L'évolution de la taille du pont liquide s'écrit alors : $dl = dV/\pi R^2$:

$$\frac{dl}{dt} = U \left[\frac{(R - h_d)^2}{(R - h_p)^2} - 1 \right] \quad (2.3)$$

avec h_d et h_p respectivement issus des vitesses de pré-mouillage et de forçage de l'expérience $U = \frac{Q}{\pi R^2}$ comme le décrit l'équation (2.2). Les prédictions données par cette équation sont comparées avec les mesures expérimentales (la courbe rouge sur la figure 2.5) montrant une très bonne cohérence entre modèle et expérience.

5 Dynamique d'un pont liquide soumis à une pression constante

Maintenant que nous comprenons l'évolution de la taille d'un pont liquide en fonction de h_d et h_p , nous nous intéressons à la dynamique sous pression constante. Cette dynamique est plus complexe puisque la vitesse du pont liquide U n'est plus constante et elle dépend fortement de la taille du pont liquide l . Deux régimes peuvent alors être observés : (i) le pont liquide accélère continuellement et la taille du pont liquide diminue jusqu'à la rupture, (ii) le pont liquide décélère avec une croissance de la taille du pont liquide (Fig. 2.6b).

Ces régimes peuvent être théoriquement modélisés en adaptant un modèle existant (pour les ponts liquides dans des canaux) [154] à la géométrie cylindrique de notre étude. En supposant que les pertes de charge dans l'air sont négligeables vis-à-vis des pertes dans le liquide, la différence de pression totale ΔP peut être décrit comme la somme de trois termes :

- La différence de pression entre l'air et le liquide au niveau de l'interface arrière du pont liquide ΔP_{rear}^{int} .
- La différence de pression entre l'interface arrière et l'interface avant au sein du liquide ΔP_{visc}^{bulk} . Cette différence de pression représente la résistance visqueuse à l'écoulement.
- La différence de pression entre le liquide et l'air au niveau de l'interface avant du pont liquide ΔP_{front}^{int} .

$$\Delta P = \Delta P_{rear}^{int} + \Delta P_{front}^{int} + \Delta P_{visc}^{bulk}. \quad (2.4)$$

Chacun de ces trois termes peut être modélisés à l'aide de travaux antérieurs. Ainsi, ΔP_{rear}^{int} peut être modélisé à l'aide de l'étude de Bretherton [145]. Celui-ci a exploré la forme de l'interface d'une bulle se propageant dans un tube à une vitesse fixée (figure 2.7 A). Cette étude est menée à l'aide d'expériences et d'une analyse asymptotique avec raccordement de la forme de l'interface avant et arrière de la bulle. Ce raccordement permet d'obtenir la différence de pression dynamique entre l'air de la bulle et le liquide à l'interface avant de la bulle. Cette différence de pression à l'interface avant d'une bulle correspond dans notre cas, à l'interface arrière du pont liquide ΔP_{rear}^{int} :

$$\Delta P_{rear}^{int} = \frac{2\sigma}{R} \left(1 + 1.79(3Ca)^{2/3} \right). \quad (2.5)$$

Pour ce qui est de l'interface arrière de la bulle, le modèle de Bretherton prévoit une divergence de la courbure. Ce point est remis en question par Chebbi [169] qui dérive analytiquement une solution de l'équation non linéaire de la courbure de la bulle. Cette modélisation repose sur l'utilisation d'un angle de contact dynamique du pont liquide θ_d (figure 2.7 B). Son modèle est

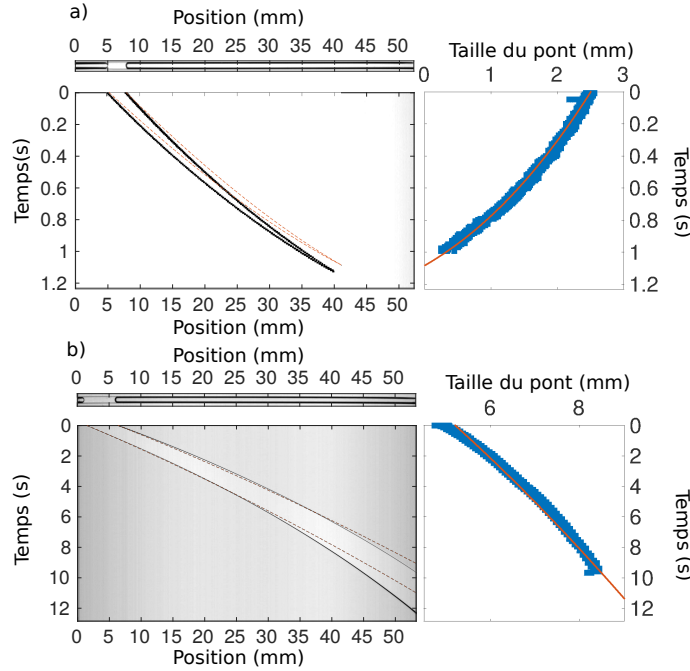


FIGURE 2.6 – Dynamique d'un pont liquide de perfluorodecaline poussé à pression constante à l'aide d'un contrôleur en pression. a) Accélération d'un pont liquide observé pour $h_p/R = 0.012$ et $\Delta P = 0.3$ mbar, b) Décélération d'un pont liquide observé pour $h_p/R = 0.0482$ et $\Delta P = 0.1$ mbar. *Gauche* : Diagramme spatio-temporelle de la ligne de pixels centrale d'un tube capillaire en fonction du temps. Les deux lignes noires représentent les positions des interfaces arrière et avant du pont liquide. La pente de la ligne noire de gauche donne la vitesse du pont liquide $U(t)$ et la distance horizontale entre les deux lignes noires représente la taille du pont liquide $l(t)$. Les courbes rouges en trait discontinu correspondent aux prédictions théoriques obtenues à partir des équations (2.9), (2.10), (2.11) et (2.2). *Droite* : Évolution de la taille du pont liquide. Points bleus : valeurs expérimentales. Courbe rouge : valeurs théoriques.

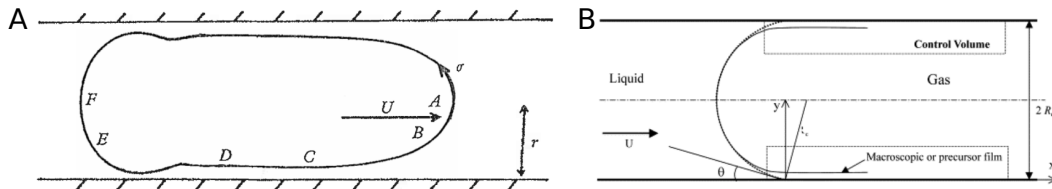


FIGURE 2.7 – A : Schema d'une bulle se propageant dans un tube[145]. B : Schema de l'avancée d'une interface liquide-air dans un tube pré-mouillé[169]. On peut voir ici la définition de l'angle de contact apparent dynamique θ .

comparé avec succès à des expériences déjà présentes dans la littérature. ΔP_{front}^{int} est alors calculé pour un pont liquide dans un tube cylindrique prémouillé :

$$\Delta P_{front}^{int} = -\frac{2\sigma}{R} \cos(\theta_d), \quad (2.6)$$

avec θ_d l'angle de contact apparent de l'interface avant du pont liquide qui est relié au nombre capillaire Ca au travers de :

$$\tan(\theta_d) = 3^{1/3} Ca^{1/3} F(3^{-2/3} Ca^{-2/3} \frac{h_p}{R} \cos(\theta_d)) \quad (2.7)$$

avec $F(x) = \sum_{n=0}^3 b_n \log_{10}(x)^n$, $b_0 = 1.4$, $b_1 = -0.59$, $b_2 = -3.2 \times 10^{-2}$ et $b_3 = 3.1 \times 10^{-3}$.

Enfin, ΔP_{visc}^{bulk} correspond à la résistance visqueuse du liquide à l'écoulement. L'écoulement interne du pont liquide peut être approximé par un écoulement de Poiseuille et donc :

$$\Delta P_{visc}^{bulk} = \frac{8\mu_l U}{R^2} \quad (2.8)$$

Ces équations sont ensuite adimensionnées en introduisant la taille caractéristique R , la pression caractéristique $2\sigma/R$, le temps $\mu_l R/\sigma$ et la vitesse σ/μ_l . En combinant les équations (2.4), (2.5), (2.6) et (2.8), on obtient :

$$\Delta \tilde{P} = 1 + 1.79(3Ca)^{2/3} - \cos(\theta_d) + 4\tilde{l}Ca \quad (2.9)$$

où l'exposant \sim indique les fonctions adimensionnées et θ_d est relié à Ca au travers de l'équation (2.7). Puisque $\Delta \tilde{P}$ est constant, cette équation nous permet d'obtenir la vitesse adimensionnée (autrement dit le nombre capillaire Ca) au travers d'une résolution numérique. L'évolution de la taille du pont liquide est ensuite obtenue à l'aide l'équation (2.3) :

$$\frac{d\tilde{l}}{d\tilde{t}} = \frac{Ca}{\pi} \left[\frac{(1 - \tilde{h}_d)^2}{(1 - \tilde{h}_p)^2} - 1 \right] \quad (2.10)$$

avec $\tilde{h}_d = h_d/R$ issu de l'équation (2.2). Ainsi, les équations (2.9), (2.10), (2.7) et (2.2) forment un set d'équation intriquées. L'équation (2.9) peut être simplifiée en considérant de faibles Ca (et donc de faibles θ_d) [169] : $\cos(\theta_d) \approx 1 - \frac{\theta_d^2}{2}$. En développant au plus faible ordre l'équation (2.7), on obtient une équation polynomiale d'ordre deux dont la solution est :

$$\theta_d = \frac{-1 + \sqrt{1 + 4CD}}{2C} \quad (2.11)$$

avec $A = (3Ca)^{-2/3} \tilde{h}_p$, $B = (3Ca)^{1/3}$, $C = (\frac{b_1}{2\log(10)} + \frac{b_2 \log_{10}(A)}{\log(10)} + \frac{b_3 3 \log_{10}(A)^2}{2\log(10)})B$ et $D = (b_0 + b_1 \log_{10}(A) + b_2 \log_{10}(A)^2 + b_3 \log_{10}(A)^3)B$

Les équations (2.9), (2.10), (2.11) et (2.2) sont résolues à l'aide de la méthode d'Euler à l'ordre 1 associée à une dichotomie à chaque pas pour la résolution de l'équation (2.9). Le modèle reproduit quantitativement les deux régimes d'accélération catastrophique et de décélération associée à la croissance du pont liquide (courbes rouges sur la figure 2.6).

Pour comprendre cette évolution de manière qualitative, nous pouvons regarder l'évolution de longueur du pont liquide vis-à-vis de sa résistance à l'écoulement. Nous voyons que cette résistance à l'écoulement ΔP_{visc}^{bulk} est proportionnelle à la longueur l du pont liquide. Ainsi si on applique une pression relativement élevée, la vitesse du pont liquide est élevée et donc le pont liquide dépose plus de liquide derrière lui qu'il n'en reçoit. Ainsi, la taille du pont diminue et donc la résistance visqueuse diminue. Si la résistance à l'écoulement diminue alors que la différence de

pression reste constante, l'écoulement s'accélère. La vitesse augmente et le pont liquide dépose encore plus de liquide derrière lui. Sa taille diminue d'autant plus vite et sa résistance chute à nouveau. On rentre ainsi dans un phénomène d'accélération menant à une rupture du pont liquide. De la même manière, une pression relativement faible donne naissance à une dynamique de décélération.

Le modèle propose également une expression analytique d'une pression critique à laquelle il y a transition entre ces deux régimes, c'est-à-dire lorsque $\tilde{h}_d = \tilde{h}_p$ ($d\tilde{l}/d\tilde{t} = 0$). A l'aide de l'équation (2.2), on calcule le nombre capillaire initial critique à la limite entre les deux régimes dynamiques :

$$Ca_c = \left(\frac{\tilde{h}_p}{1.34(1 - 2.5\tilde{h}_p)} \right)^{3/2} \quad (2.12)$$

Nous insérons ce résultat dans l'équation (2.9), ce qui nous donne la pression critique de transition $\Delta\tilde{P}_c$ qui dépend de la couche de pré-mouillage \tilde{h}_p et de la taille initiale du pont liquide \tilde{l} . Ce critère de transition est ensuite vérifié expérimentalement (figure 2.8) au travers de plus de 70 expériences pour différentes pressions, liquides et épaisseur de pré-mouillage avec une longueur initiale de pont liquide constante \tilde{l} . Une excellente cohérence entre la formule analytique et les expériences est obtenue. Deux observations peuvent alors être données immédiatement sur cette figure. Premièrement, on remarque que plus la couche de pré-mouillage est importante, plus la pression à atteindre pour réussir à détruire un pont liquide en atteignant le régime d'accélération est élevée. Ceci nous donne déjà une indication importante pour les maladies d'encombrement pulmonaire que nous exploiterons par la suite. Deuxièmement, on remarque que lorsque le tube est initialement sec, le seul régime observable est le régime d'accélération. Notre étude étant la seule à proposer l'étude expérimentale de la dynamique d'un pont liquide dans un tube pré-mouillé, le régime de décélération a donc ici été observé pour la première fois.

La transition entre les régimes d'accélération et de décélération peut aussi être étudiée à pression $\Delta\tilde{P}$ constante et en faisant varier l'épaisseur du pré-mouillage et la taille initiale du pont liquide \tilde{l} (figure 2.9). A nouveau, une très bonne cohérence est obtenue entre le résultat analytique et les expériences. Les sources d'erreurs expérimentales sont (i) le temps de réponse du contrôleur de pression (environ 100 ms), (ii) l'incertitude en régime établi de la pression du contrôleur ($7.5 \mu\text{bar}$) (iii) les variations de la taille initiale du pont liquide l (environ 5%).

La théorie présentée est qualitativement cohérente avec les simulations de Hassan et al. [149] qui ont trouvé une transition entre les régimes dynamiques d'accélération et de décélération pour $\tilde{h}_p = 0.09 - 0.10$ et $\tilde{l} = 1$ à $\Delta\tilde{P}_c = 0.5$, et pour $\tilde{h}_p = 0.05$ et $\tilde{l} = 1$ à $\Delta\tilde{P}_c = 0.22$. Le modèle présenté ici donne respectivement $\Delta\tilde{P}_c = 0.65 - 0.75$ et $\Delta\tilde{P}_c = 0.3$. De même, les résultats de Fujioka et al. [148] (figure 2.10) peuvent être comparés à nos prédictions. Ceux-ci ont trouvé un régime critique pour $\tilde{h}_p = 0,10$, $\tilde{l} = 0,15$ et $\Delta\tilde{P}_c = 0,5$ alors que notre modèle prévoit dans les mêmes conditions un $\Delta\tilde{P}_c = 0,78$. Les différences constatées entre ces valeurs peuvent éventuellement être attribuées à la croissance systématique du pont liquide observée dans les premiers instants des simulations de Hassan et al. et de Fujioka et al. Cette croissance est observé dans les simulations quelque soit le régime dynamique or celle-ci n'est pas observée expérimentalement.

Les résultats présentés ont été publiés [170] à quelques semaines d'écart avec le groupe de Grotberg. En effet, Fujioka et al. [171] publie en 2016 un modèle très similaire au notre et le compare à des résultats numériques en accord avec le modèle.

Ajoutons une dernière remarque concernant la transition. La recherche de la pression critique permettant la destruction ou non d'un pont liquide a déjà été réalisée par Howell et al. [150] en 2000. Ce modèle prenait en compte l'élasticité des parois. La grande différence entre notre travail et le leur est notre aspect expérimental validant notre développement analytique et l'utilisation de l'étude Chebbi plutôt que celle de Bretherton pour la modélisation de l'interface avant du pont liquide. De plus, notre étude prend en compte la résistance visqueuse du corps du pont

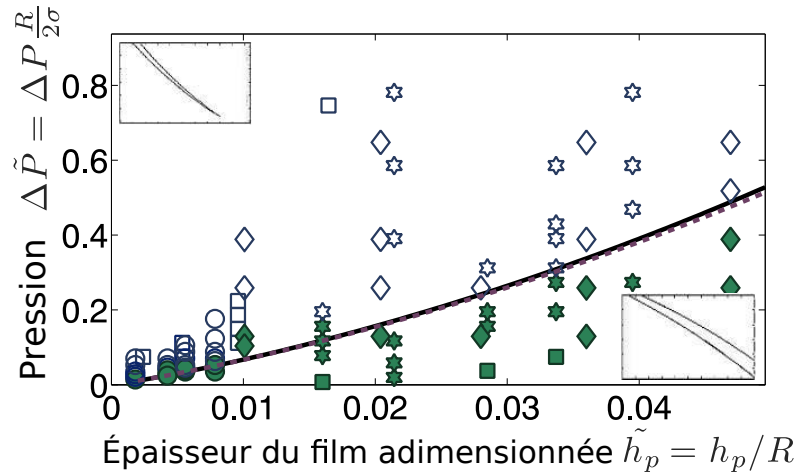


FIGURE 2.8 – Diagramme des dynamiques des ponts liquides de $3 \mu\text{L}$ (longueur $l = 3.80 \text{ mm}$) poussés à différentes pressions $\Delta\tilde{P}$ dans un tube tapissé avec un film de prémouillage de différentes épaisseurs \tilde{h}_p . Les points bleus et vides correspondent au régime d'accélération et les points verts et pleins correspondent au régime de décélération. La courbe continue en noire est obtenue à l'aide de l'expression de $\Delta\tilde{P}$ dans laquelle on a injecté Ca_c obtenu dans cette partie. La ligne discontinue mauve est obtenu théoriquement sans l'approximation sur θ_d . Les différents liquides utilisés sont représentés par des symboles différents : Étoile : mélange eau-glycérol 85%, Carré : mélange eau-glycérol 60 %, Cercle : mélange eau-glycérol 10 %, Diamant : perfluorodecaline

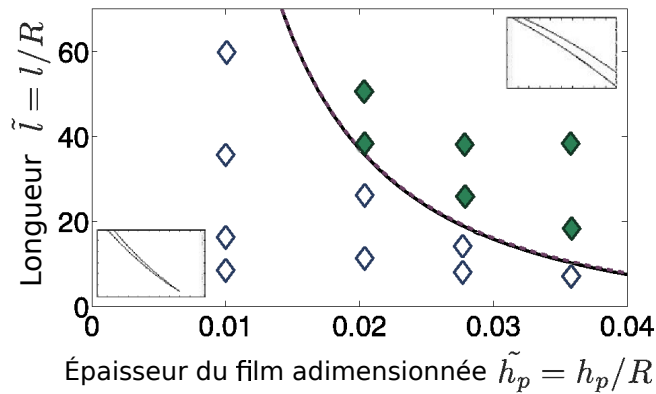


FIGURE 2.9 – Diagramme des dynamiques des ponts liquides de différentes tailles initiales \tilde{l} poussés à une pression de $\Delta P = 0.3 \text{ mbar}$ dans un tube tapissé avec un film de prémouillage de différentes épaisseurs \tilde{h}_p . Les points bleus et vides correspondent au régime d'accélération et les points verts et pleins correspondent au régime de décélération. La courbe continue en noire est obtenue à l'aide de l'expression de $\Delta\tilde{P}$ dans laquelle on a injecté Ca_c obtenu dans cette partie. La ligne discontinue mauve est obtenu théoriquement sans l'approximation sur θ_D .

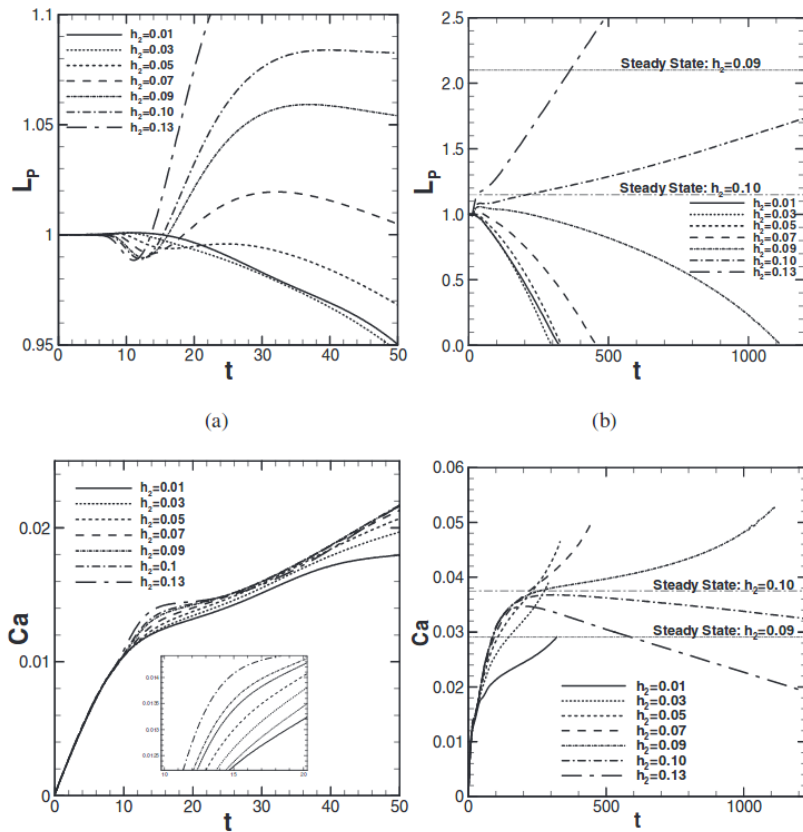


FIGURE 2.10 – Simulations d'un pont liquide soumis à une différence de pression dans un tube pré-mouillé[148]. Evolution de la longueur et de la vitesse pour différentes épaisseurs de film précurseur : $\Delta\hat{P} = 0,5$, $\hat{l}(t = 0) = 1$ ($\lambda = 1000$ nombre de Laplace).

liquide. Il faut donc bien distinguer ces deux modèles et les différences fondamentales qui les séparent.

6 Discussion

Le modèle présenté dans cette partie suppose de faibles nombres capillaires, de Bond, de Weber et de Reynolds. Ces hypothèses sont bien vérifiées dans nos expériences. En outre, le temps expérimental est très grand devant le temps caractéristique capillaro-visqueux, ainsi l'hypothèse de quasi-stationnarité de l'écoulement est respectée bien que la vitesse du pont liquide varie temporellement. Nos approximations et modélisations, dont l'utilisation des expressions analytiques décrivant les évolutions des positions des interfaces, de la taille du pont liquide, de l'épaisseur du film déposé par le pont liquide et des différences de pression aux interfaces air-liquide, sont donc validées.

Nous avons également fait l'approximation que l'angle de contact apparent dynamique de l'interface avant θ_d est petit afin de simplifier nos expressions analytiquement. Ceci nous a permis d'obtenir une expression simple de la pression critique de transition entre les deux régimes dynamiques présentés précédemment. Il est également possible de se passer de cette approximation et de conserver l'expression complète proposée par Chebbi. Le problème peut alors être résolu à l'aide d'un algorithme basé sur une double dichotomie. Le résultat est présenté sur les figures 2.8 et 2.9 (courbe discontinue mauve). La comparaison avec le résultat analytique simplifié ne présente pas de différence significative. De plus le temps de calcul est très largement amélioré avec le développement analytique.

Finalement, les expressions utilisées dans cette partie pour l'épaisseur du film déposé et la différence de pression sont correctes sous condition que la taille du pont liquide soit significativement plus importante que le rayon du tube. Un pont liquide de petite taille modifie l'épaisseur déposée sur les parois du tube comme le montre l'étude numérique réalisée par Campana et al [153] et Fujioka et al. [134] (figure 2.11). Leur résultats montrent une faible influence de la taille du pont liquide sur l'épaisseur du film de liquide déposé ($< 2\%$) pour un nombre de Reynolds $Re < 10$ et seulement pour des ponts liquides de taille faible $\tilde{l} < 2$. Nous n'avons malheureusement pas trouvé de publication détaillant l'influence de la taille du pont liquide sur les différences de pression aux interfaces, toutefois les simulations de Fujioka H et Grotberg [134] montrent que l'influence de la taille du pont liquide sur la différence de pression totale du pont liquide à une vitesse donnée est quasiment nulle y compris pour des nombres de Reynolds de l'ordre 10-100.

Tous ces éléments confirment la validité de nos hypothèses et expliquent la cohérence quantitative de notre modèle simplifié et des expériences. Il faut toutefois souligner les quelques erreurs restantes (figures 2.5 et 2.6). Dans le cadre des expériences contrôlées en débit, nous avons découvert que les différences existantes entre notre modèle et les expériences sur la figure 2.5 sont principalement dues à des fluctuations (de quelques pour cents) dans le débit d'air imposé par le pousse-seringue. Pour les expériences les plus longues (régime de décélération), une autre source d'erreur entre le modèle et les résultats expérimentaux peut s'expliquer par la potentielle attraction du film de pré-mouillage par le pont liquide. Ceci s'effectuerait de la même manière que l'instabilité de Rayleigh-Plateau (même moteur). Ces hypothèses peuvent potentiellement expliquer la croissance légèrement plus importante du pont liquide au début de l'expérience et légèrement plus faible à la fin de l'expérience.

7 Application à la physiologie du poumon

Nous allons maintenant essayer d'utiliser les résultats obtenus notamment sur la pression critique de transition au domaine des maladies d'encombrement pulmonaire. Rappelons pour ce point quelques éléments du chapitre 1 et de l'annexe B :

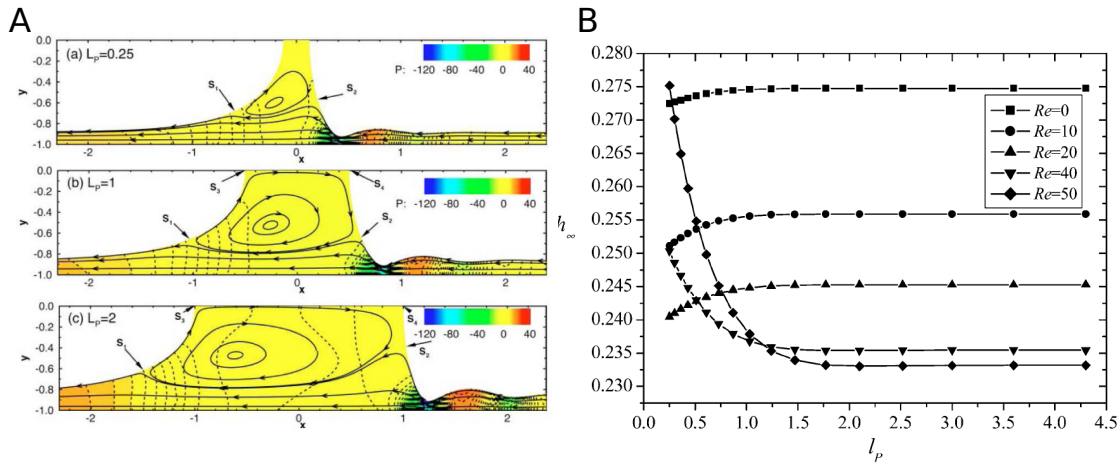


FIGURE 2.11 – A : Influence de la taille d'un pont liquide sur les lignes d'écoulement au sein d'un pont liquide mis en mouvement à célérité fixée ($Re = 80$ et $Ca = 0.08$)[134]. B : Valeurs de l'épaisseur du film déposé par un pont en fonction de la taille du pont liquide pour $Ca = 0,5$ et plusieurs Re . Ces données sont issues de simulations [153].

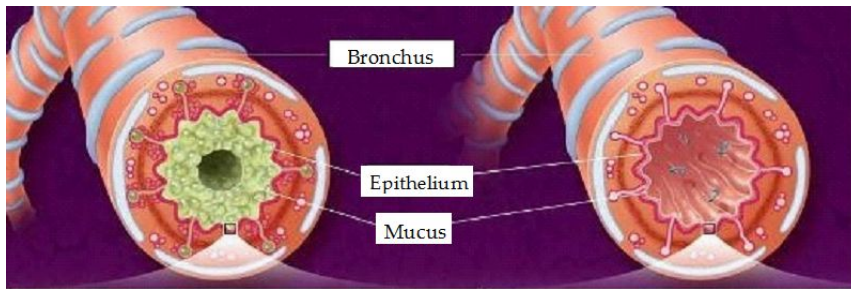


FIGURE 2.12 – Couche de mucus dans les bronches (à gauche, une bronche malade et à droite, une bronche saine)

- Chez une personne saine, l'épaisseur de mucus est typiquement de 5 à 10 μm [7, 31].
- Certaines maladies comme les BPCO [7, 39], la mucoviscidose [31] ou l'asthme peuvent dramatiquement accroître la quantité de mucus présent dans les voies respiratoires (figure 2.12). L'épaisseur du film de mucus peut alors dépasser les 25% du rayon intérieur des voies respiratoires, entraînant la formation de ponts liquides au travers de l'instabilité de Rayleigh-Plateau [75].

Ces ponts liquides altèrent considérablement la distribution de l'air dans l'arbre bronchique. La réouverture des voies obstruées est alors un enjeu vital pour les patients souffrant de ces pathologies. Cette réouverture peut avoir lieu dans un cycle respiratoire normal ou en toussant, grâce à une dynamique d'accélération du pont liquide [68, 149, 154]. Toutefois, ces accélérations en cascade sont soumises à la condition d'une pression suffisante comme nous l'avons détaillé dans cette étude. Si la pression n'est pas suffisante, le pont de mucus ne sera pas détruit mais il grossira ce qui augmentera l'encombrement pulmonaire.

Dans ce paragraphe, nous fournissons une estimation approximative du régime dominant (accélération ou décélération) dans un poumon sain ou un poumon malade à l'aide de données physiologiques présentes dans la littérature scientifique et de notre modèle analytique. Ici, nous considérons uniquement les voies distales (générations 9-10 à 23), où nous supposons notre modèle comme étant valide ($Bo < 1$). Il nous faut d'abord savoir comment se développe une occlusion dans une génération du poumon en fonction de ses caractéristiques géométriques et de l'accumulation de mucus dans les bronches.

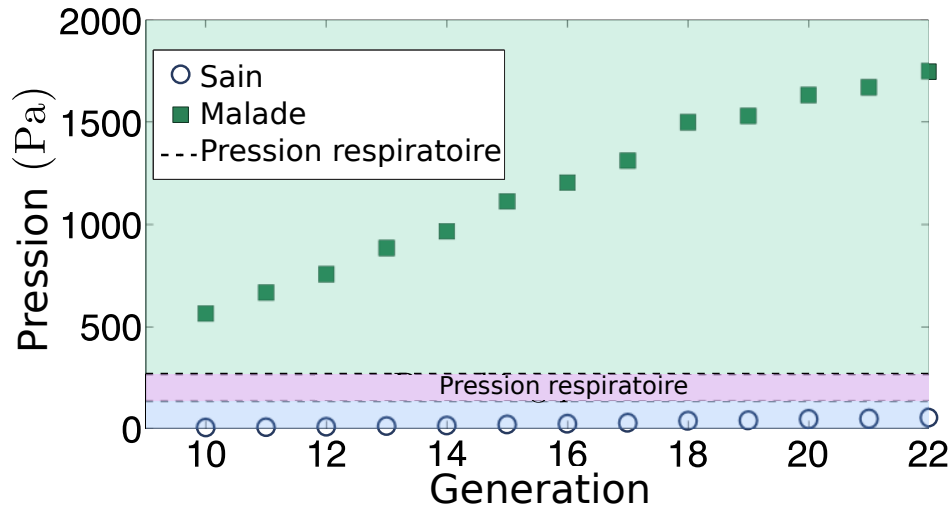


FIGURE 2.13 – Pression critique de transition entre les régimes d'accélération et de décélération de ponts liquides de mucus dans les différentes générations de l'arbre pulmonaire. La pression critique est calculée à partir de la formule présentée dans cette partie et de données physiologiques issues de la littérature. Cercles bleus : personne saine (épaisseur du film de mucus de $10 \mu\text{m}$). Carrés verts : patient malade (épaisseur du film de mucus de 25% du rayon d'une voie respiratoire). La zone mauve centrale représente les pressions de respiration typique. Les points se trouvant dans la zone bleue donnent lieu à des régimes d'accélération des ponts de mucus et donc à la réouverture de la voie respiratoire alors que les points se situant dans la zone verte donnent lieu à un régime de décélération des ponts de mucus et donc à un accroissement de l'encombrement pulmonaire.

Dans un premier temps, nous essayons de savoir combien de ponts liquides peuvent se former dans une génération lors du développement de l'instabilité de Rayleigh Plateau [95]. Comme nous l'avons vu dans le chapitre 1, plusieurs longueurs d'onde peuvent se développer et donner lieu à l'instabilité. L'expérience montre qu'une seule longueur d'onde se développe et celle-ci correspond à la longueur d'onde se développant le plus vite : $\lambda = 2\pi\sqrt{2}R$. La longueur d'onde dépend donc du diamètre de la bronche (figure 2.14). Ainsi, pour chaque longueur d'onde il y a formation d'un pont liquide de taille fixée. Comparons donc la longueur d'onde de l'instabilité et la longueur des bronches de chaque génération (figure 2.15). On voit alors que la longueur de la bronche est environ égale à λ . Puisque la longueur d'une bronche est comparable à la longueur d'onde λ [14] tout au long de l'arbre pulmonaire, on suppose qu'un seul pont liquide est présent par bronche. On conclut donc que le calcul sera fait avec un seul pont liquide par bronche dont la taille est donnée par le drainage de liquide dans une longueur d'onde (approximation) : $\lambda(1 - (1 - \frac{h_0}{R})^2)$.

On peut ici ajouter une remarque concernant le développement de l'instabilité dans les poumons. D'après les travaux de Virginie Ducleaux [95], les voies respiratoires concernées par l'instabilité sont les bronches des générations 10 et supérieures pour une personne saine. Il faut également noter que dans un tube de faible rapport d'aspect longueur/rayon noté L/R l'instabilité ne peut pas se développer si $L < 2\pi R$ et c'est le cas dans la majorité des bronches. Il faut toutefois ajouter que nous ne sommes pas en présence d'un tube avec des extrémités strictes mais avec des bifurcations permettant la transmission de l'instabilité et donc le développement de l'instabilité.

Pour revenir à des valeurs en dimension, nous avons besoin des caractéristiques mécaniques du mucus. Pour rappel, les caractéristiques mécaniques du mucus telles que la viscosité et la tension de surface du mucus sont respectivement : $\mu \sim 10^{-3} \text{ kg m}^{-1} \text{ s}^{-1}$ et $\sigma \sim 20 \cdot 10^{-3} \text{ N/m}$. Avec ces données, la différence de pression critique ΔP_c correspondant à la transition entre les deux régimes dynamiques peut être estimée pour chaque génération et comparée à la pression de respiration

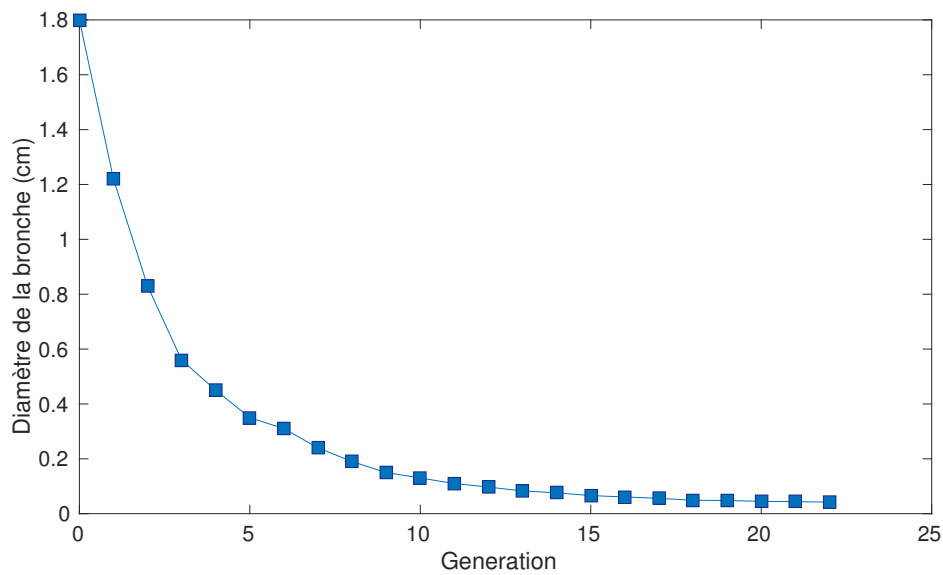


FIGURE 2.14 – Diamètre d'une bronche en fonction de la génération (données issues de Pedley [7])

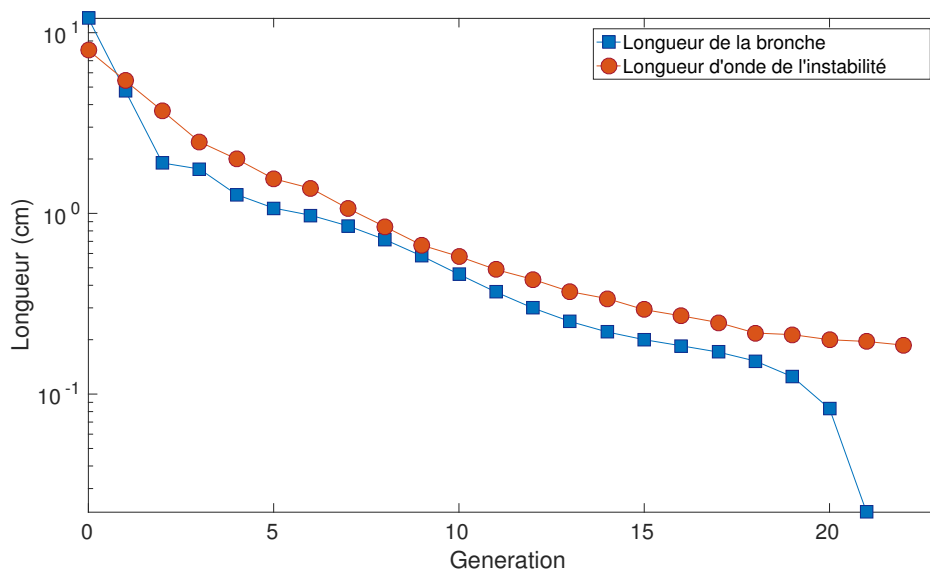


FIGURE 2.15 – longueur d'une bronche en fonction de la génération ainsi que la longueur d'onde de l'instabilité de Rayleigh Plateau en fonction de la génération (données issues de Pedley [7])

($133 \text{ Pa} < \Delta P < 266 \text{ Pa}$) dans des conditions normales de respiration pour un adulte [1] (figure 2.13). Si la pression de respiration est supérieure à la pression critique ΔP_c , le pont liquide accélère (et éventuellement casse si le cycle respiratoire est suffisamment long). De même, si la pression critique est supérieure à la pression de respiration, l'encombrement augmente car le pont liquide est en décélération. Au regard de nos résultats (figure 2.13), nos estimations suggèrent que pour les personnes saines les ponts liquides éventuellement formés dans les poumons accélèrent pendant le cycle respiratoire alors que pour des personnes malades, la pression respiratoire n'est pas suffisante pour détruire les ponts liquides. Ainsi, les voies respiratoires non seulement ne peuvent pas être rouvertes mais en plus, le cycle respiratoire aboutit à un encombrement accru des voies respiratoires. Dans ce cas, la réouverture ne peut être obtenue que grâce à de fortes pressions (comme celles issues de la toux) afin de détruire ces ponts liquides. On comprend donc tout l'intérêt des thérapies de drainage autogène (chapitre 1) ou l'utilisation de ventilateurs mécaniques permettant une variation importante de ces pressions et donc la réouverture vitale des voies respiratoires.

Les implications de la pression critique introduite dans ce document sur les maladies obstructives pulmonaires demeurent néanmoins prospectives à ce stade. Une investigation quantitative doit inclure les propriétés non-newtoniennes du mucus [39, 68, 137], leur évolution par rapport à la pathologie, leur évolution par rapport à la pathologie, le rôle de la flexibilité des dernières générations du poumon [151, 165], la complexité du cycle respiratoire et la répartition de la pression dans le réseau pulmonaire.

L'influence de la distribution de la pression l'arbre bronchique a déjà été observée qualitativement par Baudoin et al. [154]. Comme nous pouvons l'observer sur la figure 2.16, lorsque une seule voie est bouchée par un pont liquide dans un réseau microfluidique mimant une partie de l'arbre bronchique et qu'une différence de pression est appliquée entre l'entrée et la sortie de l'arbre pulmonaire ΔP , la pression varie de manière continue entre l'entrée et une des sorties non encombrée d'un pont liquide. Cette évolution de la pression dans cette voie est issue de la perte de charge dans l'air qui devient non négligeable lorsqu'il n'y a plus de pont liquide. En conséquence, la différence de pression s'appliquant au pont liquide dans la voie encombrée n'est pas égale à ΔP mais à une différence de pression bien plus petite. Ceci a une implication très forte pour la transition entre les deux régimes dynamiques car cette remarque démontre que la pression alvéolaire n'est pas le paramètre clé de cette transition et qu'il faut développer des différences de pressions entre les alvéoles et l'atmosphère bien plus élevées pour obtenir une différence de pression au niveau du pont liquide qui soit suffisante pour dépasser la pression critique de transition et obtenir la rupture du pont liquide. Les ordres de grandeur fournis ici suggèrent néanmoins des recherches plus approfondies dans ce sens.

8 Conclusion

Malgré des études approfondies sur la dynamique des ponts liquides dans les capillaires, l'effet d'un film de pré-mouillage sur la stabilité des ponts liquides n'avait jamais été étudié expérimentalement. Cependant, un film liquide est présent dans la plupart des situations pratiques, soit en raison d'une production naturelle, comme dans l'arbre des poumons, soit du fait du film déposé par d'autres ponts liquides dans le cas du mouvement de multiples ponts liquides dans des canaux simples ou des réseaux complexes. Dans cette partie, nous avons montré à la fois expérimentalement et théoriquement que deux régimes distincts peuvent être observés lorsque des ponts liquides sont poussés à pression constante à l'intérieur de tubes capillaires pré-mouillés : soit le pont liquide accélère continuellement conduisant à une diminution de sa taille et éventuellement à sa rupture, soit le pont liquide décélère conduisant à une augmentation de l'obstruction.

Nous avons fourni un critère analytique pour la transition entre ces deux régimes, qui est validé avec succès expérimentalement. L'implication de ce travail pour les maladies d'encom-

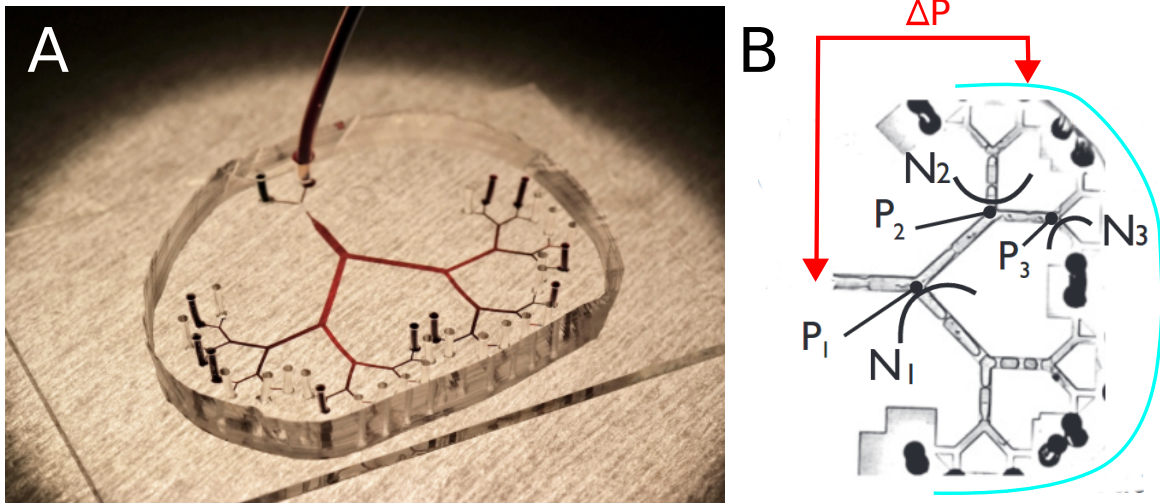


FIGURE 2.16 – Dispositif expérimental simulant la mise en mouvement d'une série de ponts liquides dans un réseau de canaux imitant une partie du poumon [154]. A : Photo du dispositif microfluidique fabriqué en PDMS. B : Photo réalisée durant une expérience de mise en mouvement d'un ensemble de ponts liquides dans le dispositif microfluidique. La différence de pression ΔP est fixée entre l'entrée et la sortie de toutes les voies (en bleu cyan). Ici, une voie est totalement ouverte et donc la pression évolue de manière continue entre l'entrée et la sortie du dispositif. La pression aux intersections évolue de manière continue $P_1 > P_2 > P_3$ et donc la différence de pression dans les voies contenant des ponts liquides diffère de la différence de pression ΔP imposée sur l'ensemble du dispositif.

brement pulmonaire est discutée en profondeur. Nous montrons qu'il pourrait fournir quelques éléments fondamentaux pour la compréhension de la persistance des ponts de mucus dans les voies respiratoires des patients malades.

Notons finalement que dans les applications biomédicales, les deux régimes (accélération et décélération) peuvent être utiles. Nous avons déjà détaillé l'intérêt du régime d'accélération qui peut servir à rouvrir les voies pulmonaires obstruées. A contrario, le régime de décélération permet le transport de liquide dans l'arbre pulmonaire. Ce régime est donc très utile pour les thérapies administrant des substances médicamenteuses sous forme liquide par la trachée. Il est également exploité dans le cadre de la kinésithérapie pour le désencombrement des voies respiratoires. En effet, dans ce cas, l'objectif est de transporter le mucus des voies distales vers la trachée pour l'évacuer. La rupture des ponts liquides est donc à proscrire dans ce cas.

Cette étude présente également des perspectives dans d'autres domaines. Ainsi la stabilité du pont liquide est essentielle comme dans le cadre des microréacteurs où l'écoulement sous forme de pont liquide est essentiel pour l'obtention de bons mélanges. Enfin dans le cadre de l'extraction pétrolière d'huile secondaire ou tertiaire, l'objectif est de laisser le moins de pétrole possible dans les forages. Une dynamique décélération permet donc de limiter la couche d'huile laissée sur les parois et d'augmenter le rendement. Cette question rencontre un effet contre-productif : l'augmentation des pressions à utiliser lors de la décélération et le temps relativement long d'extraction.

Chapitre 3

Dynamique d'un pont liquide et pression critique de rupture pour un forçage bidirectionnel

Dans ce chapitre, nous étudions la dynamique de ponts liquides dans des tubes capillaires pré-mouillés et secs soumis à des débits ou à des différences de pression cycliques. L'étude est menée de manière expérimentale, théorique et numérique et nous permet de mettre en évidence différents régimes : des régimes aboutissant à la rupture du pont liquide via une accélération progressive, et d'autres aboutissant à une dynamique périodique stable. Les modèles développés dans ce chapitre sont ensuite utilisés pour explorer des régimes physiologiquement pertinents. Ces résultats préliminaires démontrent l'importance de tenir compte de la géométrie complète de l'arbre bronchique, et en particulier des bifurcations dans les futures études.

In this chapter, we study the dynamics of liquid plugs in pre-wetted capillary tubes driven by a cyclic air flow rate or driving pressure. The study is carried out experimentally, theoretically and numerically. It enables to identify different regimes : one leading to the rupture of the liquid plug and one leading to a stable periodic dynamics. The models derived in this chapter are then used to explore physiologically relevant regimes. These preliminary results underline the importance of considering the complete geometry of the pulmonary tree (and in particular the bifurcations) in the future studies.

1 Introduction

Dans la littérature, la quasi totalité des modèles et des expériences réalisées se focalisent sur la dynamique des ponts liquides induite par une différence de pression ou un débit constant. Or dans de nombreuses applications, le forçage appliqué est variable dans le temps soit parce que la consigne varie ou parce que la configuration du système évolue (par exemple si des ponts liquides multiples sont distribués dans un réseau). Un exemple flagrant est celui du cycle respiratoire. Dans ce chapitre, nous allons nous donc nous focaliser sur les implications de ces forçages variables temporellement et en particulier cycliques. Des modèles de dimension réduite seront dans un premier temps développés et validés expérimentalement, puis exploités pour étudier le cas des maladies pulmonaires obstructives.

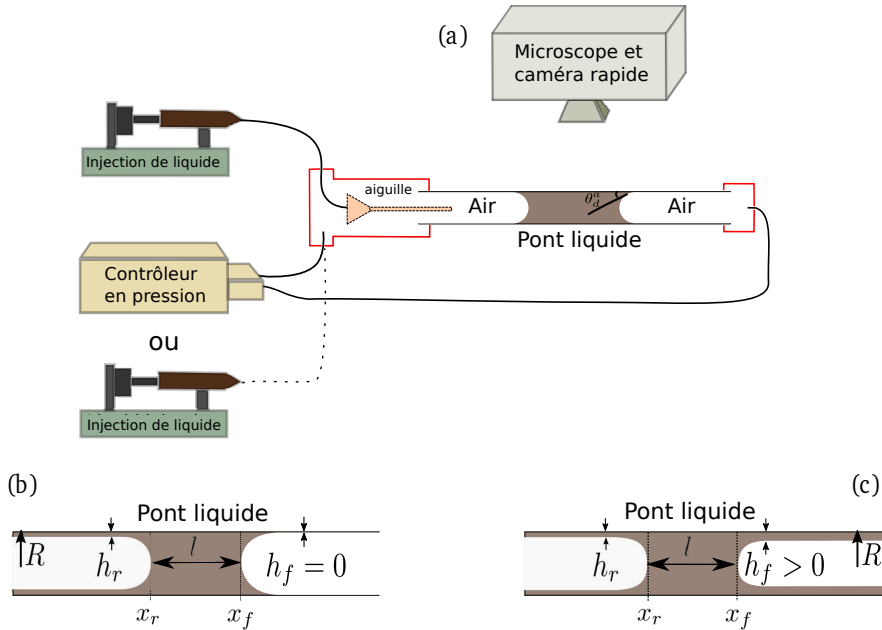


FIGURE 3.1 – (a) Croquis de l’installation expérimentale. (b) Premier demi-cycle : le pont liquide se déplace sur un tube capillaire sec. (c) Suite à quelques mouvements de va-et-vient : le pont liquide se déplace sur un tube capillaire pré-mouillé.

2 Étude expérimentale et théorique

Dans cette partie, nous étudions expérimentalement et théoriquement la réponse des ponts liquides à une pression cyclique ou à un forçage en débit cyclique. Les expériences sont réalisées dans des tubes capillaires en verre droit et comparées à un modèle théorique étendu basé sur les développements antérieurs [154, 170]. Il est démontré que, selon le type de forçage (débit ou cycle de pression), la dynamique du pont liquide peut être périodique avec la reproduction du même mouvement cyclique au fil du temps, ou accélératrice éventuellement conduisant à la rupture du pont.

Nous allons suivre la même démarche que dans la partie précédente. Dans un premier temps, nous allons décrire l’installation expérimentale et le modèle mathématique. Puis nous démontrons qu’en fonction du type de forçage (débit cyclique ou cycle de pression), nous observerons des dynamiques différentes. Dans ce dernier cas, nous identifierons la source de l’instabilité. Enfin, nous étudierons les différences fondamentales entre un forçage unidirectionnel et un forçage bidirectionnel cyclique.

2.1 Dispositif et protocole expérimental

Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental (figure 3.1(a)) est similaire à celui utilisé précédemment : Un pont liquide de perfluorodécane est injecté avec un pousse-seringue et une aiguille à l’intérieur d’un tube capillaire (de rayon intérieur $R = 470 \mu\text{m}$) en verre positionné horizontalement. Le tube a un rayon légèrement plus petit afin d’accentuer les effets capillaires et donc d’observer un plus large panel de régimes. Cette diminution de rayon était nécessaire dans le cadre des forçages en pression cyclique. Ensuite, l’air est poussé à faible débit $Q = 10 \mu\text{l}/\text{min}$ pour positionner le pont liquide au centre du tube (zone d’observation). Enfin, le pont liquide est déplacé d’avant en arrière avec un forçage périodique de pression ou en débit avec respectivement un contrôleur de pression Fluigent MFCS ou un pousse-seringue programmable KdScientific 210. Dans ces

configurations, il n'y a pas de pré-mouillage du tube effectué avant l'insertion du pont liquide étudié. Ceci s'explique par deux contraintes expérimentales. Premièrement, la taille du tube est plus petite ici. Cette plus petite taille entraîne un temps τ_{insta} (équation 2.1) de développement de l'instabilité plus faible or nos expériences sont d'une durée plus importante car l'objectif est de réaliser des cycles. Le pré-mouillage n'aurait donc pas pu être stable durant nos expériences. A cette instabilité s'ajoute une deuxième difficulté. Pour pouvoir appliquer des cycles en pression de manière bidirectionnelle, il faut que les deux extrémités du tubes soient connectées au contrôleur de pression. Or, pour que le film de liquide soit stable, nous avons précisé lors de la précédente étude, qu'il fallait appliquer un milieu absorbant en sortie de tube pour obtenir un film homogène. L'apposition de ce milieu est ici impossible à cause de la connectique en place. Nous avons donc dû nous résigner à l'utilisation d'un tube partiellement pré-mouillé (la partie gauche du tube est pré-mouillé par le passage du pont liquide expérimental). La maîtrise de la taille du pont liquide est également plus complexe car la longueur du pont liquide dépend à la fois du volume injecté par le pousse-seringue mais aussi de la perte de volume associé au dépôt de liquide lors de l'avancée du pont liquide jusqu'à la zone de visualisation de la caméra.

Pour les deux types de forçage, la période d'oscillation est fixée à $2T = 4s$, avec T la durée du mouvement du pont liquide dans une direction. Il est important de noter que pendant le premier demi-cycle, $t \in [0, T]$, le pont de liquide se déplace le long d'un tube capillaire sec (figure 3.1(b)). Le mouvement du pont conduit au dépôt d'un film de fuite sur les parois d'épaisseur h_r derrière le ménisque arrière à la position $x_r(t)$. Ainsi, dans le mouvement de va-et-vient suivant, l'interface avant du pont liquide se déplace sur des parois pré-mouillées par une couche d'épaisseur h_f (avec $x_f(t)$ la position de l'interface avant) tant qu'il reste sur une partie du canal déjà visité par le pont liquide (3.1(c)) durant un demi-cycle précédent.

Pour les mêmes raisons que celles exposées dans la partie précédente, les tubes de verre ont été nettoyés avant les expériences avec des solutions d'acétone, d'isopropanol, de dichlorométhane et de piranha (un mélange d'acide sulfurique (H_2SO_4) et de peroxyde d'hydrogène (H_2O_2)) pour obtenir une surface parfaitement mouillante et prévenir le démouillage en raison de la présence de particules de poussière ou de particules organiques contaminant la surface intérieure des tubes. La perfluorodécane a été choisi pour ses bonnes propriétés de mouillage sur le verre. Ces caractéristiques mécaniques sont exposées dans le tableau 2.1. Les expériences sont enregistrées à l'aide d'une caméra haute vitesse Photron SA3 montée sur un microscope Z16 Leica à une fréquence de 125 images par seconde, un temps d'obturation de $1/3000s$ et une résolution de 1024×64 pixels. Pour limiter la déformation de l'image due à la forme cylindrique du tube capillaire, le capillaire est à nouveau immergée dans un liquide correspondant à l'indice de réfraction du verre. L'analyse de l'image est ensuite effectuée à l'aide des logiciels ImageJ et de Matlab.

Analyse dimensionnelle du problème

Les paramètres caractéristiques de ce problème se résument par le rayon du tube R , la tension superficielle σ , la masse volumique ρ_l , la viscosité μ_l du liquide et la vitesse caractéristique U du pont liquide. Nous évaluons donc à nouveau : le nombre de Reynolds $Re = \rho_l U R / \mu$, le nombre capillaire $Ca = \mu_l U / \sigma$, le nombre de Bond $Bo = \Delta \rho_l g R^2 / \sigma$ et enfin le nombre de Weber $We = \Delta \rho_l U^2 R / \sigma$. Le tableau 3.1 résume les valeurs maximales de ces paramètres clés sans dimension pour les expériences présentées ici en fonction de la vitesse maximale du pont liquide : $U_m = 28mm/s$.

En raison de l'horizontalité du tube et du faible nombre de Bond, l'effet de la gravité est négligé dans ce problème. L'écoulement dans le liquide reste laminaire en raison de la valeur modérée du nombre de Reynolds. En outre, nous évaluons à nouveau l'impact de l'inertie sur le dépôt d'un film de liquide derrière un pont liquide en déplacement à partir du nombre capillaire critique Ca_{crit} [159] (égal à 3.6×10^{-1} dans ce cas) au-dessus duquel l'effet de l'inertie devient significatif. Dans les expériences présentes, le nombre capillaire est d'un ordre de grandeur infé-

| Paramètres | Formule | Valeur maximale |
|------------|---------------------------|------------------------|
| τ_v | R/U | $1.7 \times 10^{-2} s$ |
| τ_d | $\rho R^2/\mu$ | $8.2 \times 10^{-2} s$ |
| Re | τ_d/τ_c | 4.9 |
| Ca | $\mu U/\sigma$ | 7.4×10^{-3} |
| Bo | $\Delta\rho g R^2/\sigma$ | 2.1×10^{-1} |
| We | $\Delta\rho U^2 R/\sigma$ | 3.6×10^{-2} |

TABLE 3.1 – Valeurs des paramètres clés associés à la vitesse maximale U_m

rieur à cette valeur et donc l'inertie peut à nouveau être négligée dans le processus de dépôt de film. Finalement, pour les mêmes raisons que dans la partie précédente (étude de Kreutzer et al. [142] $Re < 10$), l'influence de l'inertie sur les sauts de pression au niveau des interfaces liquide-air peut être négligée. De plus, les faibles nombres capillaires et de Weber indiquent que la tension superficielle est dominante sur les contraintes visqueuses et convectives sauf dans les «ménisques dynamiques» du pont liquide où les gradients de vitesse sont élevés et donc les contraintes visqueuses ne peuvent plus être négligées. Enfin, étant donné que la convection et que les temps de diffusion visqueuse sont deux ordres de grandeur inférieurs à la durée des cycles de pression ou de débit, le terme instationnaire dans l'équation de Navier-Stokes peut être négligé et l'écoulement peut être considéré comme quasi-stationnaire.

Modifications à apporter au modèle dynamique sous une contrainte en pression

Dans ce contexte, la dynamique des ponts liquides peut être prédite à partir d'un équilibre de pression quasi statique et d'un bilan de volume. Nous avons donc adapté le modèle quasi-stationnaire visco-capillaire précédemment introduit par Baudoin et al. [154] et Magniez et al. [170] pour inclure le mouvement sur les parties sèches ainsi que l'effet de mémoire résultant d'un dépôt de film liquide sur les parois. Nous rappelons que la pression de forçage ΔP peut s'écrire comme la somme du saut de pression induite par la présence de l'interface arrière ΔP_{rear}^{int} , l'interface avant ΔP_{front}^{int} et la résistance visqueuse du pont liquide ΔP_{visc}^{bulk} :

$$\Delta P = \Delta P_{visc}^{bulk} + \Delta P_{rear}^{int} + \Delta P_{front}^{int} \quad (3.1)$$

On rappelle la définition de la longueur du pont l , c'est-à-dire la distance entre les interfaces avant et arrière $l(t) = x_f(t) - x_r(t)$ tel que décrit dans la figure 3.1 et $U = dx_r/dt$ la vitesse du bouchon du liquide. Le saut de pression au travers de l'interface avant dépend de l'angle de contact dynamique apparent θ_d^a au travers de l'équation (dans le cadre des faibles nombres capillaires) :

$$\Delta P_{front}^{int} = -\frac{2\sigma \cos\theta_d^a}{R} \quad (3.2)$$

En choisissant le saut de pression de Laplace $2\sigma/R$ comme l'échelle de pression caractéristique, et le rayon de tube R comme l'échelle de longueur caractéristique, la différence de pression adimensionnée autour d'un pont liquide se résume à nouveau par :

$$\Delta \tilde{P} = 4\tilde{l}Ca + 1.79(3Ca)^{2/3} + \frac{\theta_d^{a2}}{2} \quad (3.3)$$

le symbole \sim indique les grandeurs adimensionnées. C'est donc la loi donnant l'évolution de θ_d^a sur un tube sec qu'il faut ajouter pour tenir compte du passage du pont liquide sur une zone d'épaisseur de film $\tilde{h}_f = 0$. Cette relation est donnée par la loi de Hoffman-Tanner valable à faibles nombres capillaires :

$$\theta_d^a = ECa^{1/3} \quad (3.4)$$

avec E une constante d'environ 4 – 5 pour un tube capillaire cylindrique sec [157, 172]. Si h_f est différent de 0, alors θ_d^a peut être calculé à partir de la loi de Chebbi [169] (équation 2.7), qui peut être simplifiée à faibles nombres capillaires comme nous l'avons vu lors de la partie précédente avec un développement de Taylor au deuxième ordre [170] (équation 2.11).

Le dernier point essentiel est de déterminer les épaisseurs du film liquide situé à l'avant et l'arrière du pont liquide h_r et h_f . L'épaisseur du film laissée sur les parois peut être calculée à partir de l'équation 2.2. Dans le cadre d'une dynamique cyclique, le pont liquide passe régulièrement sur les mêmes positions. Ainsi \tilde{h}_f dépend de l'historique du mouvement du pont. En effet, le tube capillaire est initialement sec. Ainsi, durant un mouvement cyclique, le film liquide devant l'interface avant (en position x_f^N) pendant le demi-cycle N provient du dépôt d'un film arrière derrière le pont à la même position $x_r^{N-1} = x_f^N$ pendant le demi-cycle $N - 1$. Ainsi, pour déterminer \tilde{h}_f , nous devons garder en mémoire l'épaisseur du film liquide déposé sur les parois, puis le prendre comme entrée lorsque le pont retourne au même endroit. Si le pont se déplace vers un emplacement jamais visité avant à droite, le tube est sec, $\tilde{h}_f = 0$ et le saut de pression pour l'interface avant correspond à la version sèche. A contrario, sur sa gauche, il rencontre la couche initiale déposée pendant le positionnement initial du pont au centre du tube.

Cette analyse montre que le film liquide agit comme une mémoire du mouvement du pont liquide, qui est effacé à chaque mouvement de va-et-vient du pont liquide. Nous résumons le système d'équation non linéaire complet qui doit être résolu pour déterminer l'évolution du pont liquide :

$$\Delta\tilde{P} = 1 + 1.79(3Ca)^{2/3} - \cos(\theta_d^a) + 4\tilde{l}Ca \quad (3.5)$$

$$\theta_d^a = \begin{cases} \theta_d^a = E(Ca)^{1/3}, & \text{si } sec \\ \theta_d^a = \frac{-1 + \sqrt{1 + 4CD}}{2C}, & \text{sinon} \end{cases} \quad (3.6)$$

$$A = (3Ca)^{-2/3}\tilde{h}_p \quad (3.7)$$

$$B = (3Ca)^{1/3} \quad (3.8)$$

$$C = \left(\frac{b_1}{2\log(10)} + \frac{b_2 \log_{10}(A)}{\log(10)} + \frac{b_3 3 \log_{10}(A)^2}{2\log(10)} \right) B \quad (3.9)$$

$$D = (b_0 + b_1 \log_{10}(A) + b_2 \log_{10}(A)^2 + b_3 \log_{10}(A)^3) B \quad (3.10)$$

$$\frac{d\tilde{x}_r}{d\tilde{t}} = Ca \quad (3.11)$$

$$\tilde{x}_f = \tilde{x}_r + \tilde{l} \quad (3.12)$$

$$\frac{d\tilde{l}}{d\tilde{t}} = \left[\frac{(1 - \tilde{h}_f)^2}{(1 - \tilde{h}_r)^2} - 1 \right] Ca \quad (3.13)$$

$$\tilde{h}_r = \frac{1.34Ca^{2/3}}{1 + 2.5 \times 1.34Ca^{2/3}} \quad (3.14)$$

$$\tilde{h}_f(\tilde{X}_f) \text{ obtenu à l'aide de la mémoire de la déposition} \quad (3.15)$$

Il faut bien garder à l'esprit que lors de chaque changement de direction d'écoulement, l'interface avant devient l'interface arrière et vice versa.

Validation du modèle avec l'utilisation d'une pression unidirectionnelle dans un tube sec

La dynamique sur tube pré-mouillé a déjà été validée pour un écoulement à pression constante dans la partie précédente [170] grâce à une comparaison minutieuse avec des expériences. Dans cette section, nous validons la «partie sèche» du modèle en étudiant le mouvement d'un pont liquide dans un tube capillaire sec avec un forçage en pression unidirectionnelle.

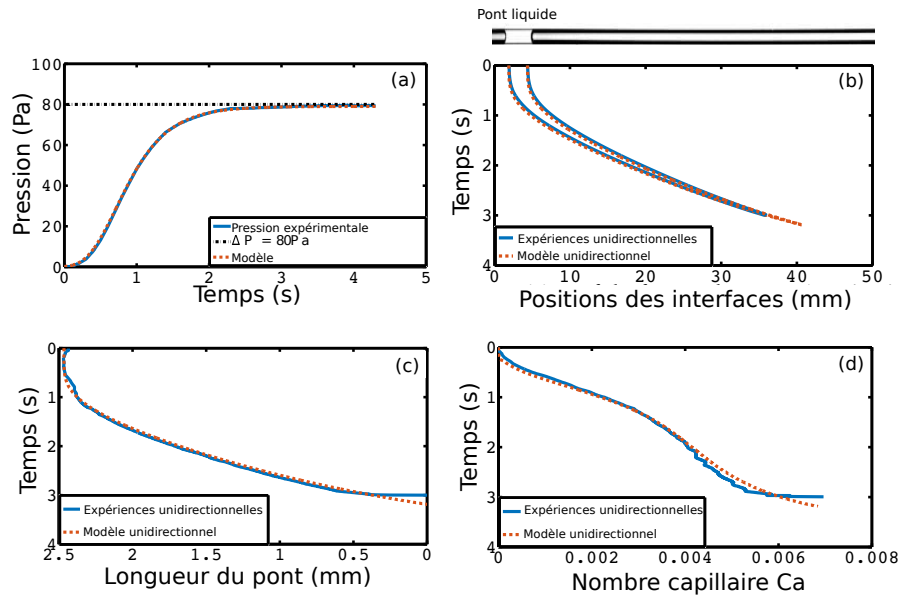


FIGURE 3.2 – Évolution temporelle d'un pont liquide de longueur initiale $l_0 = 2.5$ mm poussé de manière unidirectionnelle dans un tube capillaire sec. (a) Forme de la différence de pression imposée (bleu : expérimental, ligne pointillée rouge : adapté par la fonction $\Delta P = 80e^{-6e^{-3t}}$ Pa, noir : asymptote $\Delta P = 80$ Pa). (b) Position des interfaces arrière et avant. (c) Évolution de la longueur du pont. (d) Évolution de la vitesse sans dimension de la prise, c'est-à-dire le nombre capillaire Ca . Les courbes bleues correspondent aux expériences et la courbe pointillée rouge est obtenue à partir de simulations d'équations 3.6 à 3.15.

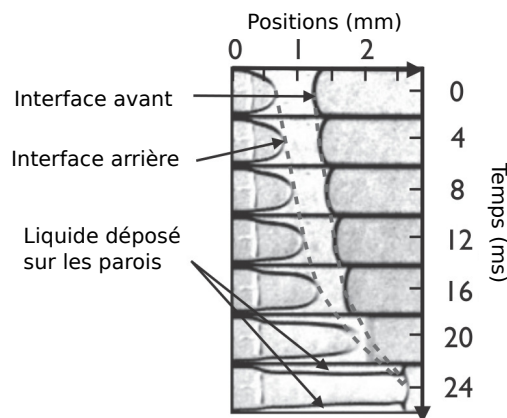


FIGURE 3.3 – Evolution spatiotemporelle d'un pont liquide de longueur initiale $l_0 = 740$ μm poussé à une pression constante de 2 kPa. Les lignes pointillées montrent les positions des interfaces avant et arrière en fonction du temps. Figure adaptée[154]

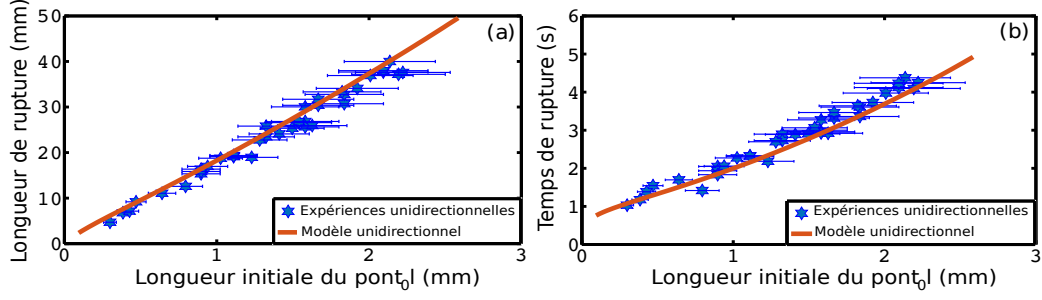


FIGURE 3.4 – Évolution de (a) la longueur de rupture et (b) le temps de rupture d'un pont liquide poussé avec une différence de pression unidirectionnelle de la forme $\Delta P = 60e^{-6e^{-3.5t}}$ dans un tube capillaire sec en fonction de la longueur initiale du pont l_0 . Les étoiles bleues représentent les expériences et les simulations sont représentées par les courbes rouges.

Nous validons notre modèle dynamique sur tube sec avec une expérience où nous poussons un pont à l'aide d'une différence de pression ΔP . La forme complexe de la différence de pression provient du temps de réponse du contrôleur de pression (la consigne est une pression constante $P_o = 60 Pa$ débutant à $t = 0$). La différence de pression mesurée expérimentalement peut être ajustée par une loi $\Delta \tilde{P} = P_o e^{-ae^{-bt}}$ (figure 3.2(a)), avec P_o l'amplitude exprimée en Pascals et la valeur des coefficients a et b respectivement la valeur initiale et le taux de croissance. Cette formule a été utilisée comme différence de pression dans nos simulations numériques, avec $P_o = 60 Pa$, $a = 6$ et $b = 3.5$. Ici nous prenons en compte l'évolution de la pression jusqu'à la consigne souhaitée, contrairement à la partie précédente, car la variation temporelle de la pression fait partie intégrante de notre étude et car cette transition jouera un rôle prépondérant dans la création de cycle en pression.

Lorsqu'un pont liquide est poussé avec une pression unidirectionnelle dans un tube capillaire sec, le dépôt d'un film derrière le pont conduit à la réduction de la longueur du pont (figure 3.2c) et éventuellement à sa rupture lorsque les interfaces avant et arrière se rencontrent (figure 3.2b). Ce processus n'est pas stationnaire mais au contraire très accéléré (figure 3.2d). Ce comportement peut être compris en écrivant l'équation 3.5 sous une forme qui rappelle la loi d'Ohm : $\Delta \tilde{P} = \tilde{R}_t Ca$, $\tilde{R}_t = (\tilde{R}_v + \tilde{R}_i^r + \tilde{R}_i^f)$ avec \tilde{R}_t la résistance globale sans dimension à l'écoulement, $\tilde{R}_v = 4\tilde{l}$ la résistance à l'écoulement dans le corps du pont liquide, $\tilde{R}_i^f = E^2/2 Ca^{-1/3}$ la résistance de l'interface avant et $\tilde{R}_i^r = 3.72 Ca^{-1/3}$ la résistance de l'interface arrière. Écrit sous cette forme, on constate que la réduction de la longueur du pont \tilde{l} conduit à une réduction de la résistance visqueuse \tilde{R}_v et donc, à pression constante $\Delta \tilde{P}$, à une augmentation du nombre capillaire (vitesse). Cette augmentation du nombre capillaire est accentuée par une diminution de la résistance aux interfaces $\tilde{R}_i = \tilde{R}_i^f + \tilde{R}_i^r$, puisque \tilde{R}_i est proportionnelle à $Ca^{-1/3}$. Ainsi l'épaisseur du film déposé augmente avec le nombre capillaire (equation 3.14). Cela signifie que tout le processus (dépôt de fluide et mouvement du pont) s'accélère progressivement comme on peut le voir sur la figure 3.2. On obtient donc un régime d'accélération. C'est d'ailleurs le seul régime qui puisse être observé puisque $h_f = 0$.

Nous avons effectué de nombreuses expériences pour différentes longueurs initiales de pont liquide et avons comparé les résultats au modèle. La différence de pression utilisée a été mesurée à la sortie du régulateur de pression à l'aide du capteur de pression intégré. Le seul paramètre ajustable du modèle est la constante Hoffman-Tanner E apparaissant dans l'équation 3.6. Le meilleur ajustement entre les expériences et la théorie a été atteint pour $E = 4.4$, une valeur proche de la valeur 4.3 obtenue par Bico et al. [160] dans leurs expériences de chute de ponts liquides dans des tubes capillaires verticaux secs. Avec cette valeur, une excellente prédiction de la dynamique du pont est obtenue pour toutes les expériences.

Ce modèle permet en particulier une prédiction quantitative de la longueur de rupture, définie

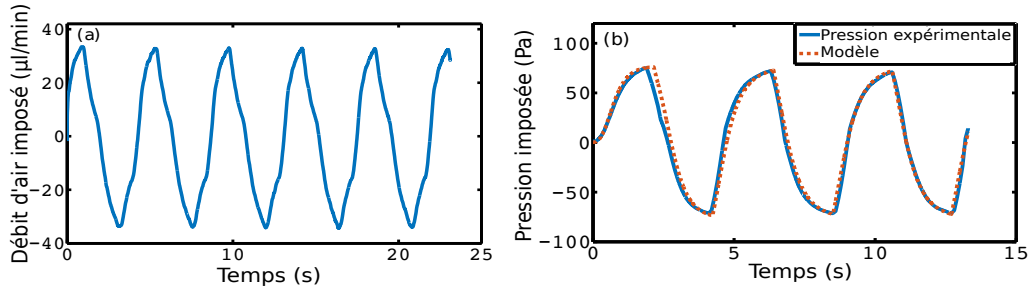


FIGURE 3.5 – (a) Débit et (b) différence de pression cyclique imposée expérimentalement avec respectivement un pousse-seringue et un contrôleur de pression. Bleu : valeurs expérimentales mesurées avec des capteurs. Ligne en pointillés rouge : ajustement numérique de la différence de pression cyclique mesurée expérimentalement avec l'expression analytique : $\Delta P = 78e^{-6e^{-3t}}$ pour $t \in [0, T]$, $\Delta P = (-1)^n(P_c - P_d)$ pour $t \in [nT, (n+1)T]$ avec $P_c = 78e^{-3e^{-3(t-nT)}}$ et $P_d = 78e^{-1.4(t-nT)}e^{-0.02e^{-1.4*(t-nT)}}$, $T = 2.15$ s la demi-période et n un entier non nul.

comme $l = \max(x_f) - \min(x_r)$ visité par le pont liquide avant sa rupture (figure 3.4(a)), et le temps de rupture, qui est le temps total écoulé entre le début de l'expérience et la rupture du pont (3.4(b)). On remarque alors un comportement très intuitif : plus le pont liquide est initialement grand, plus la distance nécessaire pour le détruire et plus le temps nécessaire pour le détruire est important en utilisant une pression unidirectionnelle.

2.2 Forçage cyclique d'un pont liquide

Dans cette section, nous étudions la réponse d'un pont liquide à un forçage cyclique ainsi que le rôle du type de forçage sur la dynamique du pont liquide.

Influence du type de forçage : pressions vs débit

Pour étudier le rôle joué par la condition de conduite sur la dynamique des ponts liquides, nous avons considéré deux types de forçages : (i) un débit cyclique imposé par un pousse-seringue (figure 3.5(a)) et (ii) un cycle de pression imposé par un contrôleur de pression (figure 3.5(b)). Deux comportements extrêmement différents sont mis en évidence dans ces deux cas.

Pour un cycle de débit alternatif et périodique avec un forçage en débit (figure 3.6(a), (b), (c)), la dynamique du pont liquide est cyclique et stable. En effet, la vitesse du pont pendant les cycles successifs est fixée par le débit imposé : $U(t+2T) = U(t)$ et $x_r(t+2T) = x_r(t)$. Puis, comme le processus de dépôt du film dépend uniquement de la vitesse du pont, la même quantité de liquide est laissée sur les parois à chaque cycle. Finalement, puisque le fluide récupéré durant un demi-cycle dépend du dépôt de fluide du demi-cycle antérieur, le bilan de volume obtenu pour chaque cycle est nul. La taille du pont peut néanmoins varier pendant un cycle en fonction de la forme du cycle de débit. En outre, il est intéressant de noter que l'état initial de mouillage des parois joue un rôle de faible importance dans ce processus puisqu'il n'affecte que le bilan de masse pendant le premier cycle. Ainsi à la fin du premier cycle, l'évolution de la taille du pont liquide est fixée pour tous les cycles ultérieurs et l'évolution du pont n'est alors plus dictée que par la forme temporelle du cycle de débit. Avec un débit cyclique (figure 3.5(a)), la taille du pont liquide oscille indéfiniment (figure 3.6(c)).

Le pont liquide subit une évolution très différente pour un forçage périodique issu de cycles en pression (figure 3.6(d), (e), (f)). Dans ce cas, la vitesse et la position du pont ne sont plus uniquement issues des conditions de forçage comme cela était le cas avec le contrôle en débit. Ici, la position et la vitesse dépendent de l'évolution de la résistance du pont en mouvement tout au long des cycles successifs. Dans les conditions expérimentales actuelles, on constate que la

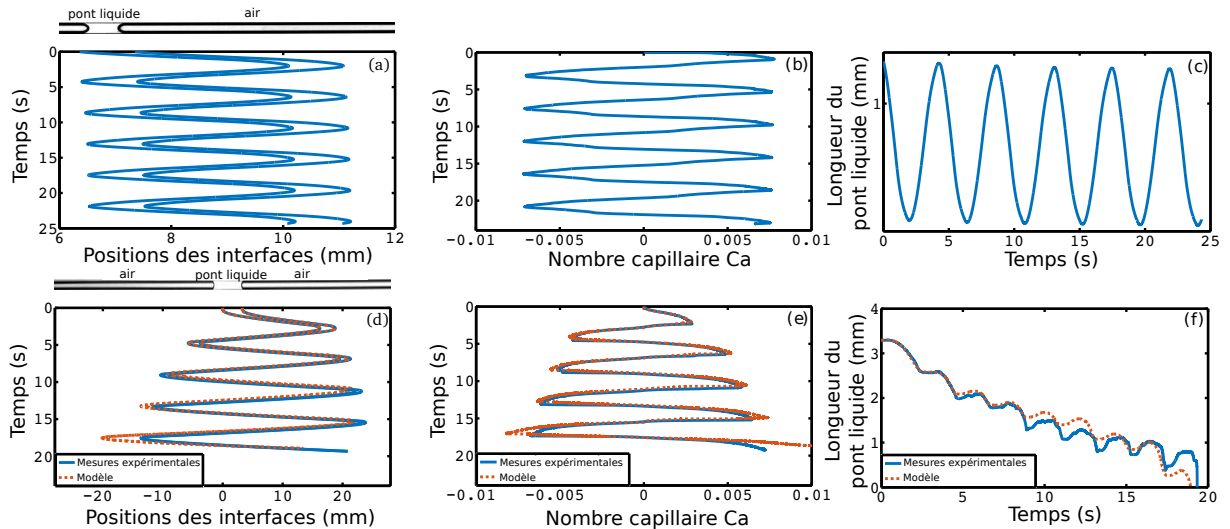


FIGURE 3.6 – (a), (b), (c) Évolution temporelle d'un pont liquide de taille initiale $l_0 = 1.05\text{mm}$ poussé avec le débit cyclique représenté sur 3.5(a). (a) Position des interfaces avant et arrière. (b) Évolution de la vitesse sans dimension de l'interface arrière (nombre capillaire). (c) Évolution de la longueur du pont. (d), (e), (f) Évolution temporelle d'un pont liquide de longueur initiale $l_0 = 3.3\text{mm}$ poussé avec la différence de pression cyclique représentée sur 3.5(b). (d) Position des interfaces avant et arrière. (e) Évolution de la vitesse sans dimension de l'interface arrière (nombre capillaire). (f) Évolution de la longueur du pont. Dans toutes ces figures, les lignes bleues représentent les expériences et les simulations en courbes rouges sont obtenues à partir des équations 3.6 à 3.15.

vitesse du pont (nombre capillaire) n'est plus cyclique mais augmente progressivement à chaque cycle, $U(t + 2T) > U(t)$ (figure 3.6(e)). En parallèle, la taille du pont diminue ($l(t + 2T) < l(t)$), conduisant finalement à la rupture du pont. Les deux phénomènes sont évidemment liés, car une plus grande vitesse du pont conduit à un dépôt de liquide plus important et donc à une diminution de la taille du pont plus rapide. Inversement, la diminution cyclique de la taille du pont entraîne une diminution de la résistance visqueuse. C'est donc un régime d'accélération similaire à celui observé dans le chapitre 2. Cette dynamique est parfaitement captée par notre modèle analytique (figure 3.6(d), (e), (f)).

Il nous reste à élucider l'origine de l'accélération du pont qui passe et repasse sur la même zone. La couche variant à chaque passage, l'explication de cette accélération ne se résume donc pas à une diminution de la résistance à l'écoulement car le pont liquide pourrait potentiellement récupérer beaucoup de liquide puisqu'il en dépose beaucoup sur les parois. L'explication apportée dans le chapitre 2 ne suffit donc pas.

À l'aide de notre modèle, nous allons montrer que l'accélération provient d'une combinaison du procédé de dépôt de film liquide et d'un "effet de lubrification", c'est-à-dire la réduction de la résistance de l'interface avant issue de l'épaisseur importante du film liquide à l'interface avant (équation 3.6 et la figure 3.7).

En effet, à chaque mouvement de va-et-vient, le pont liquide laisse sur les parois une couche de film dont l'épaisseur est une mémoire de la vitesse du pont pendant le demi-cycle correspondant (puisque \tilde{h}_r ne dépend que de Ca). Le scénario est donc le suivant : pendant le premier demi-cycle, le pont liquide se déplace sur un tube capillaire sec et laisse derrière lui un film liquide. Il lubrifie ainsi le passage entraînant, pour le trajet retour, une réduction drastique de la résistance interfaciale avant (figure 3.7). Pendant le mouvement de retour, le pont liquide passe sur une zone pré-mouillée dont la résistance à l'écoulement est plus faible et donc une vitesse plus élevée. Le même mécanisme est reproduit au cours des cycles suivants puisque la vitesse augmente à chaque cycle, le pont liquide laisse plus de liquide sur les parois, conduisant à une réduction de la résistance interfaciale par un effet de lubrification. Pour démontrer que cet effet est le responsable

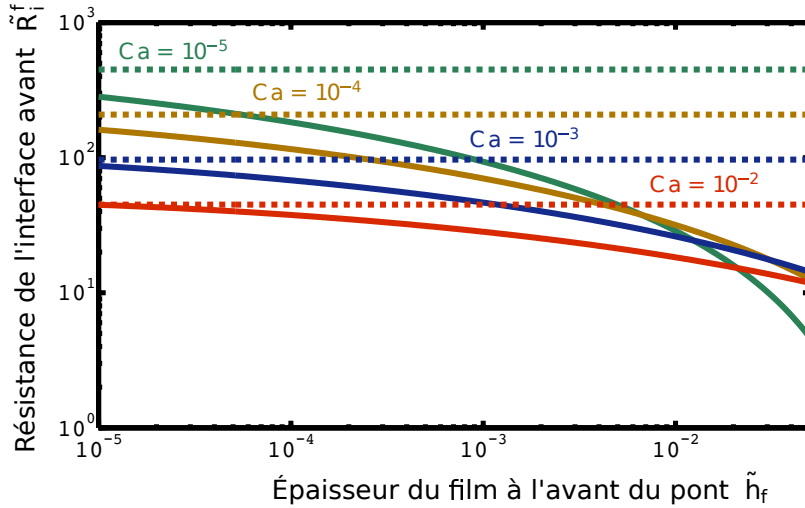


FIGURE 3.7 – (a) Résistance d'interface frontale sans dimension \tilde{R}_i^f à différents nombres capillaires Ca lorsque le tube est sec en pointillés et avec la présence d'un film de prémouillage d'épaisseur \tilde{h}_f en ligne continue.

de l'écart par rapport à une dynamique cyclique, nous avons simulé le comportement du pont lorsque la résistance de l'interface avant \tilde{R}_i^f est maintenue constante (figure 3.8). Les simulations montrent que, dans ce cas, le pont suit un mouvement quasi périodique.

Cette analyse montre également le rôle central joué par la condition de mouillage initiale : les accélérations successives à chaque demi-cycle proviennent toutes du passage d'un tube capillaire sec à un tube pré-mouillé pendant le premier cycle, cela entraîne une accélération massive du mouvement du pont. En théorie, le comportement opposé (ralentissement cyclique et croissance du pont) pourrait être observé dans un tube capillaire pré-mouillé en fonction de l'épaisseur du film de pré-mouillage et de l'amplitude de la différence de pression comme cela a déjà été observé pour le forçage à pression constante et unidirectionnel [170]. En raison des limites de stabilité du contrôleur de pression à faible pression et de temps de réponse à ces faibles pressions, nous n'avons pas pu atteindre ces régimes de manière expérimentale. Nous en parlerons néanmoins dans la section 3.

2.3 Mouvement cyclique menant à la rupture versus rupture direct avec une différence de pression constante

Que ce soit avec une pression unidirectionnelle ou avec une pression bidirectionnelle (figure 3.9), nous avons donc vu que notre dispositif mène systématiquement à la rupture d'un pont liquide. Nous allons ici comparer expérimentalement et théoriquement le temps et l'espace nécessaires pour détruire un pont liquide avec un forçage de pression unidirectionnel ou un forçage en pression cyclique. Dans les simulations, le signal de pression imposé par le contrôleur de pression est approximé par la fonction $\Delta P = 78e^{-6e^{-3t}}$ pour le forçage de pression unidirectionnel, et pour le signal cyclique par la fonction :

$$\begin{cases} \Delta P_t = 78e^{-6e^{-3t}} \text{ for } t \in [0, T] \\ \Delta P_t = (-1)^n (P_c - P_d) \text{ for } t \in [n, (n+1)T] \\ P_c = 78e^{-3e^{-3(t-nT)}} \\ P_d = 78e^{-1.4(t-nT)} e^{-0.02 * e^{-1.4*(t-nT)}} \end{cases} \quad (3.16)$$

avec $T = 2.15$ s la demi-période et n un entier non nul.

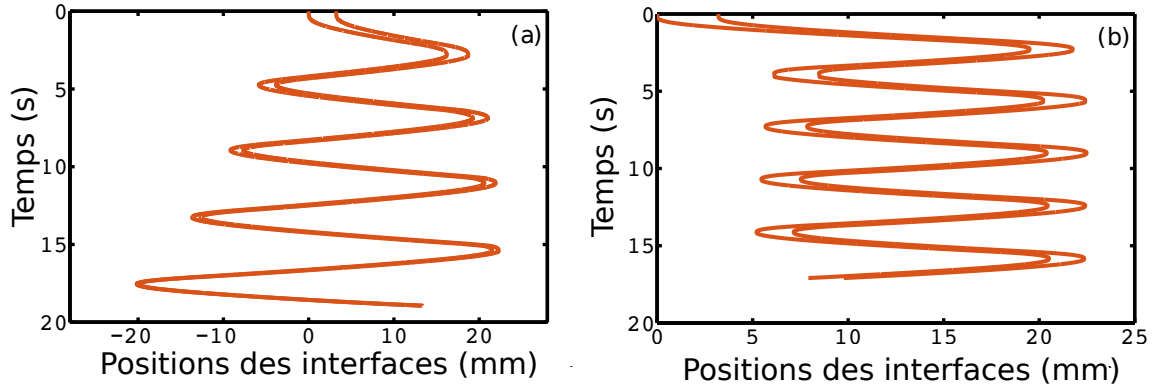


FIGURE 3.8 – Évolutions des positions des interfaces avant et arrière d'un pont liquide de taille initiale $l_0 = 1.05$ mm poussé avec une pression cyclique de la figure 3.5 et simulé avec notre modèle. (a) Le modèle tient compte de l'évolution de la résistance de l'interface avant \tilde{R}_i^f en fonction de l'épaisseur du film de pré-mouillage \tilde{h}_r . (b) La résistance de l'interface avant est maintenue constante.

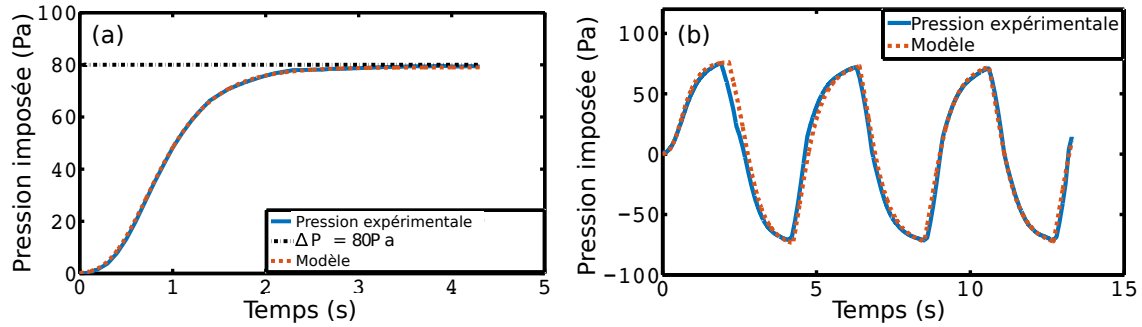


FIGURE 3.9 – (a) Forçage en pression unidirectionnel expérimental (bleu) approchée numériquement par la fonction $\Delta P = 78e^{-6e^{-3t}}$ utilisé dans le modèle (courbe en pointillés rouges). Courbe en pointillés noirs : asymptote quand $t \rightarrow \infty$. (b) Forçage en pression cyclique expérimentale (bleu) approché numériquement par la fonction 3.16 pour le modèle (courbe en pointillés rouges).

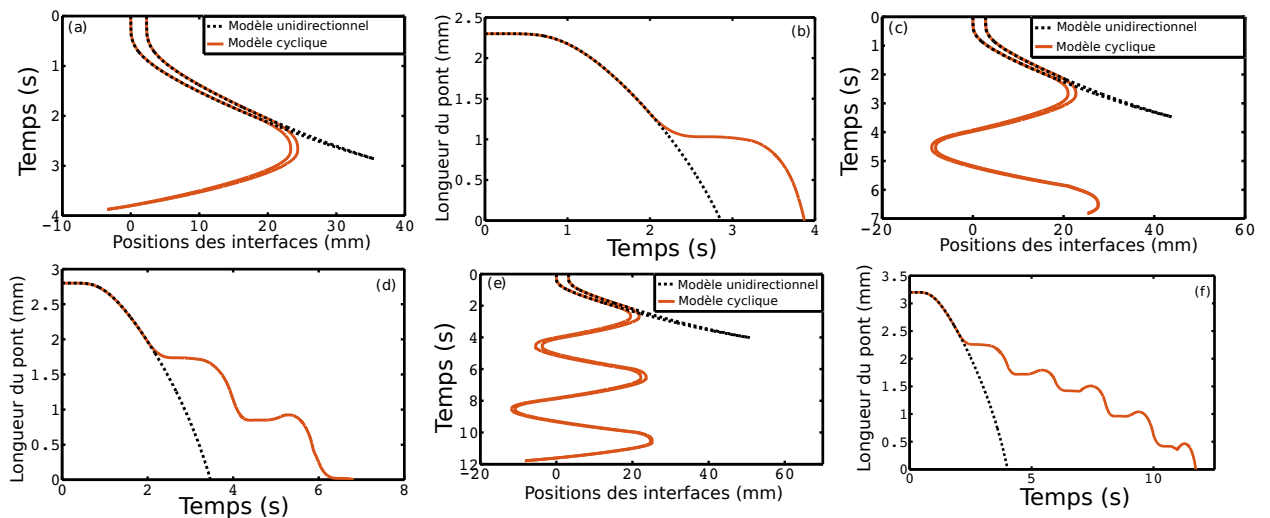


FIGURE 3.10 – Évolution spatiotemporelle de ponts liquides de longueur initiale (a,b) $l_1 = 2.2$ mm, (c,d) $l_2 = 2.8$ mm et (e,f) $l_3 = 3.2$ mm poussé avec une différence de pression unidirectionnelle (courbe en pointillés noirs) ou avec une différence de pression cyclique (courbe en pointillés rouges). (a), (c), (e) : Position des interfaces arrière et avant. (b), (d), (f) : Évolution de la taille du pont.

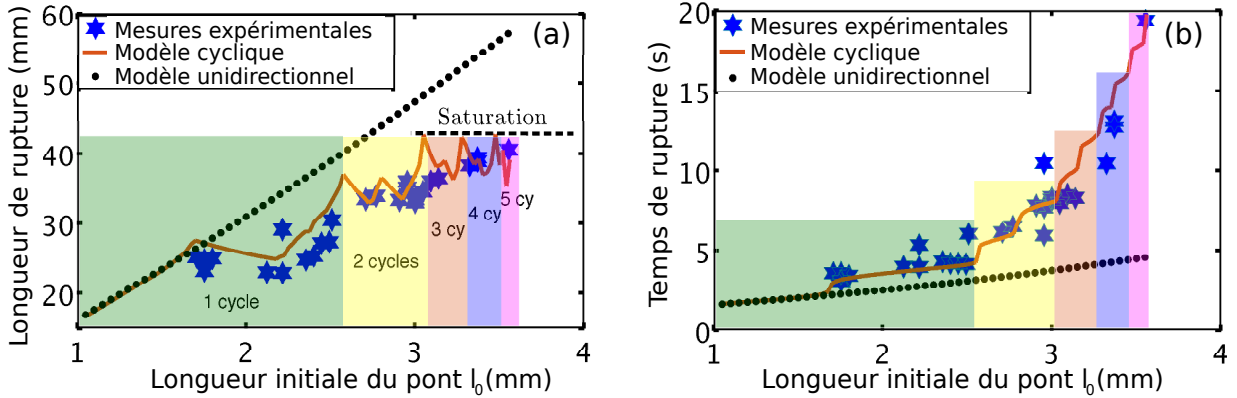


FIGURE 3.11 – (a) Longueur de rupture (b) temps de rupture d'un pont liquide poussé avec une pression cyclique donnée par l'équation 3.16 en fonction de leurs longueurs initiales l_0 . Les étoiles bleus correspondent aux expériences, la courbe rouge est le résultat de nos simulations et les points noirs sont les résultats des simulations si nous appliquons une conduite de pression unidirectionnelle. Les flèches noires sur la figure (a) délimitent chaque cycle.

La figure 3.10 montre une comparaison théorique entre la dynamique des ponts liquides de taille croissante pour les différences de pression unidirectionnelle et cyclique. Cette figure montre (i) que la rupture du pont est obtenue après une plus longue durée, mais dans un espace plus confiné avec forçage cyclique par rapport au forçage en pression unidirectionnel et (ii) que la différence entre forçage unidirectionnel et cyclique augmente avec le nombre de cycles et donc avec la taille initiale du pont liquide. Cette tendance a été vérifiée expérimentalement sur une grande quantité de données expérimentales obtenues pour différentes longueurs de ponts initiales et théoriquement avec notre modèle. Encore une fois, un excellent accord entre les données expérimentales et la prédiction est obtenu pour des dynamiques durant jusqu'à 5 cycles (figure 3.11), soulignant ainsi le fait que ce modèle simple capte les principaux effets physiques de cette dynamique.

Nous allons essayer de bien comprendre ces deux observations avant d'en voir les perspectives. Dans un premier temps, regardons la distance de rupture. Tant que le pont liquide se rompt pendant le premier demi-cycle, le forçage cyclique et le forçage unidirectionnel sont évidemment équivalents. Lorsque le pont commence à subir un mouvement cyclique (car sa taille est suffisamment importante), une baisse soudaine de la longueur de rupture est observée (3.11(a), longueur initiale $l_0 \approx 1.7$ mm). Cette tendance s'accroît fortement pour des longueurs de ponts plus grandes jusqu'à entraîner une saturation de la longueur de rupture. On peut remarquer de fortes discontinuités de cette évolution à chaque changement de direction d'écoulement. Ceci est extrêmement différent de la tendance relativement linéaire prédite par nos simulations et observées expérimentalement sur la figure 3.4 pour une pression unidirectionnelle. La saturation observée pour une dynamique bidirectionnelle signifie qu'il y a une distance maximale sur laquelle les ponts liquides peuvent se déplacer quelle que soit la taille du pont, et donc que la rupture du pont provoquée par le forçage périodique est un phénomène délimité dans l'espace.

Pour comprendre cet effet, nous avons tracé sur la figure 3.12 les diagrammes spatio-temporels de l'évolution de deux ponts avec des tailles différentes ($l_1 = 2.5$ mm et $l_2 = 2.85$ mm) (3.12 (a) pour les résultats expérimentaux et 3.12(b) pour la prédiction numérique). Cette figure montre que plus le pont est grand, moins il a besoin d'espace pour se casser ($l_{d1}^{exp} > l_{d2}^{exp}$). L'origine de ce comportement plutôt contre-intuitif réside encore dans les effets de mémoire. Puisque les deux ponts sont poussés à la même pression, le plus petit pont avec la plus petite résistance visqueuse se déplace plus vite, laisse plus de liquide sur les parois tandis que le plus grand pont va moins loin pendant le premier demi-cycle. Lorsque le sens du forçage est inversé, le plus petit

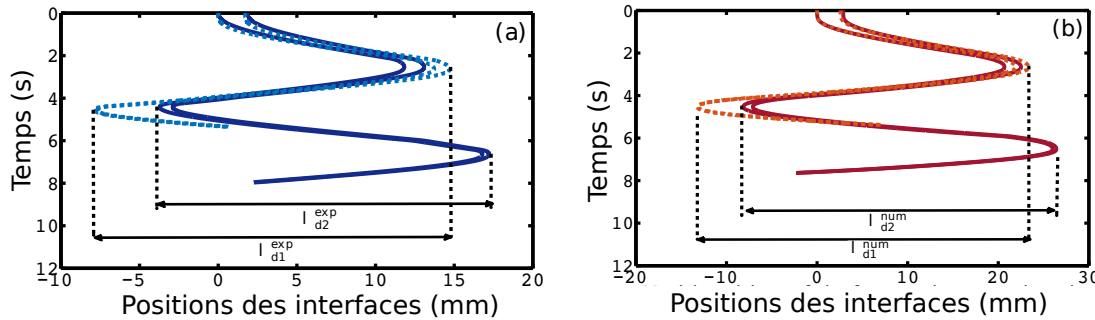


FIGURE 3.12 – (a) Étude expérimentale et (b) étude numérique de la longueur de rupture de deux ponts liquides de longueurs initiales proches $l_1 = 2.5\text{mm}$ (courbe en pointillés) et $l_2 = 2.85\text{mm}$ (courbe en continue)(a)

Le pont liquide se déplace sur un canal plus pré-mouillé et donc (i) voyage plus rapidement puisque les effets de lubrification réduisent sa résistance au mouvement et (ii) récupère plus de liquide, ralentissant ainsi la diminution de la taille du pont. La combinaison de ces deux effets permet au pont d'atteindre un emplacement plus lointain dans le tube avant sa rupture.

D'autre part, la comparaison entre forçage unidirectionnel et cyclique indique qu'il faut plus de temps pour briser les ponts liquides pour le mouvement cyclique que pour le mouvement unidirectionnel. Ceci est simplement le résultat du bilan de masse : lorsque le pont liquide se déplace dans un tube capillaire pré-mouillé en faisant des allers-retours, il récupère du liquide contrairement au cas où il se déplace dans un tube capillaire sec (unidirectionnel). Cela ralentit donc l'évolution de la taille du pont. Il est important de noter que pour la conduite unidirectionnelle, nous avons ici seulement considéré des tubes secs. Ce dernier résultat serait évidemment toujours vrai mais atténué dans les tubes capillaires pré-mouillés.

En conclusion de cette section, une rupture de pont liquide est obtenue dans un espace plus confiné mais dans un temps plus long avec un forçage cyclique et bidirectionnel.

2.4 Conclusion

En dépit du grand nombre d'applications utilisant des conditions de forçage variant dans le temps, la spécificité de la réponse du pont liquide à une différence de pression cyclique n'a pas encore été étudiée expérimentalement et théoriquement. Une analyse physique des données expérimentales a été réalisée et nous avons comparé ces données à notre modèle analytique. Ce modèle prédit quantitativement le comportement du pont et est valable pour tout type de cycle de pression dans sa gamme de validité (conditions dimensionnelles dans de la section 2.1). Nous avons alors montré la différence fondamentale sur la dynamique d'un pont liquide lors d'un forçage en débit ou en pression. Le forçage cyclique du débit entraîne une oscillation périodique du pont et donc un régime périodique se répétant indéfiniment, tandis que le forçage cyclique en pression entraîne (dans nos conditions expérimentales) une accélération progressive de la dynamique des ponts liquides jusqu'à leur rupture. Cette accélération provient du couplage entre un effet de mémoire joué par le procédé de dépôt de film liquide et un effet de lubrification. De plus, cette étude montre que le forçage en pression cyclique est un moyen efficace pour rouvrir les voies aériennes obstruées dans un espace confiné grâce à la saturation de la distance de rupture des ponts liquides.

Ce confinement peut être utile dans le cadre des maladies pulmonaires. Nous avons en effet étudié la rupture des ponts liquides dans des tubes simulant des bronches mais il est important de s'interroger sur la distance de rupture d'un pont liquide vis-à-vis de la taille d'une bronche. Si la taille d'une bronche est inférieure à la distance de rupture d'un pont liquide, alors un modèle en réseau des bronches est nécessaire pour obtenir de véritables conclusions. Si le temps

de rupture est supérieur à un demi-cycle respiratoire alors il est nécessaire de s'interroger sur la dynamique cyclique du pont dans une bronche. Nous devons donc nous interroger sur la compatibilité de notre modèle de réouverture de voies respiratoires avec les conditions de forçage dans le poumon. Cette comparaison nécessite l'utilisation de tubes entièrement pré-mouillés pour simuler correctement une bronche. Nous avons également déjà vu qu'il était possible d'observer des dynamiques de décélération dans le cadre d'une contrainte en pression unidirectionnelle or nous n'avons pas pu observé ce type de comportement à cause de limitations expérimentales dans le cadre d'un forçage en pression cyclique. Nous allons donc combler ces lacunes par une étude numérique s'appuyant sur la validation expérimentale, ici faite, de notre modèle.

3 Étude numérique de la transition dynamique

Dans cette partie, nous étudions théoriquement et numériquement la transition entre les régimes dynamiques d'accélération et de décélération pour des signaux de forçage en pression cycliques. Nous déterminons en particulier les seuils d'amplitude à la transition, et les distances et les temps nécessaires pour que les ponts cassent dans le régime d'accélération. Enfin nous en déduisons des éléments pertinents pour l'étude des écoulements pulmonaires.

3.1 Présentation du problème

Nous rappelons que le problème que nous étudions est le mouvement d'un pont liquide dans un tube pré-mouillé soumis à une contrainte en pression (figure 1.15).

Dans cette situation, le pont liquide a deux possibilités (chapitre 2) :

- soit il laisse derrière lui plus de liquide qu'il n'en récupère et il accélère jusqu'à sa rupture
- soit il en récupère plus qu'il n'en laisse et il décélère.

La transition est donnée par l'égalité entre les épaisseurs de film liquide arrière et avant (h_d et h_p). Ainsi, on peut en déduire facilement le nombre capillaire critique noté Ca_c donnant la transition entre les deux régimes en fonction de l'épaisseur de la couche de liquide adimensionnée \tilde{h}_p :

$$Ca_c = \left(\frac{\tilde{h}_p}{1.34(1 - 2.5\tilde{h}_p)} \right)^{3/2} \quad (3.17)$$

Ainsi, si la pression entraîne une vitesse adimensionnée Ca supérieure à Ca_c , le régime est un régime d'accélération et inversement pour le régime de décélération. De même, à l'aide des équations dynamiques (équation 2.9), on peut obtenir une pression critique $\Delta\tilde{P}_c$. Si la pression $\Delta\tilde{P}$ est supérieure à $\Delta\tilde{P}_c$, on observe un régime d'accélération et inversement si $\Delta\tilde{P}$ est inférieure à $\Delta\tilde{P}_c$ on observe un régime de décélération (figure 3.13).

En particulier, la figure 3.13 nous permet de comprendre les évolutions dans ces deux régimes. Dans le régime d'accélération, la vitesse critique reste constante car elle ne dépend que de la pré-couche de liquide \tilde{h}_p face au pont liquide (On notera par la suite \tilde{h}_0 l'épaisseur de la pré-couche initiale déposée sur tout le tube. Ici on a donc $\tilde{h}_p = \tilde{h}_0$ durant toute l'expérience). On remarque que le nombre capillaire Ca du pont liquide s'éloigne temporellement du nombre critique Ca_c . De même, on remarque que la pression appliquée $\Delta\tilde{P}$ est constante mais que la pression critique $\Delta\tilde{P}_c$ diminue au fur et à mesure de l'évolution. Ainsi la pression appliquée s'éloigne temporellement de la pression critique. Dans le cadre du régime de décélération, on observe le même comportement mais cette fois avec une diminution de la vitesse Ca et une augmentation de la pression critique $\Delta\tilde{P}_c$. Ainsi lorsqu'un pont liquide est soumis à une pression constante, il est immédiatement affecté à un régime et ne peut pas en sortir. On peut alors étudier la transition entre ces deux régimes (figure 3.14).

Sur la figure 3.14, on représente la pression critique adimensionnée de transition en fonction de l'épaisseur du film liquide \tilde{h}_p pour une taille initiale de pont liquide $l_0 = 5R$.

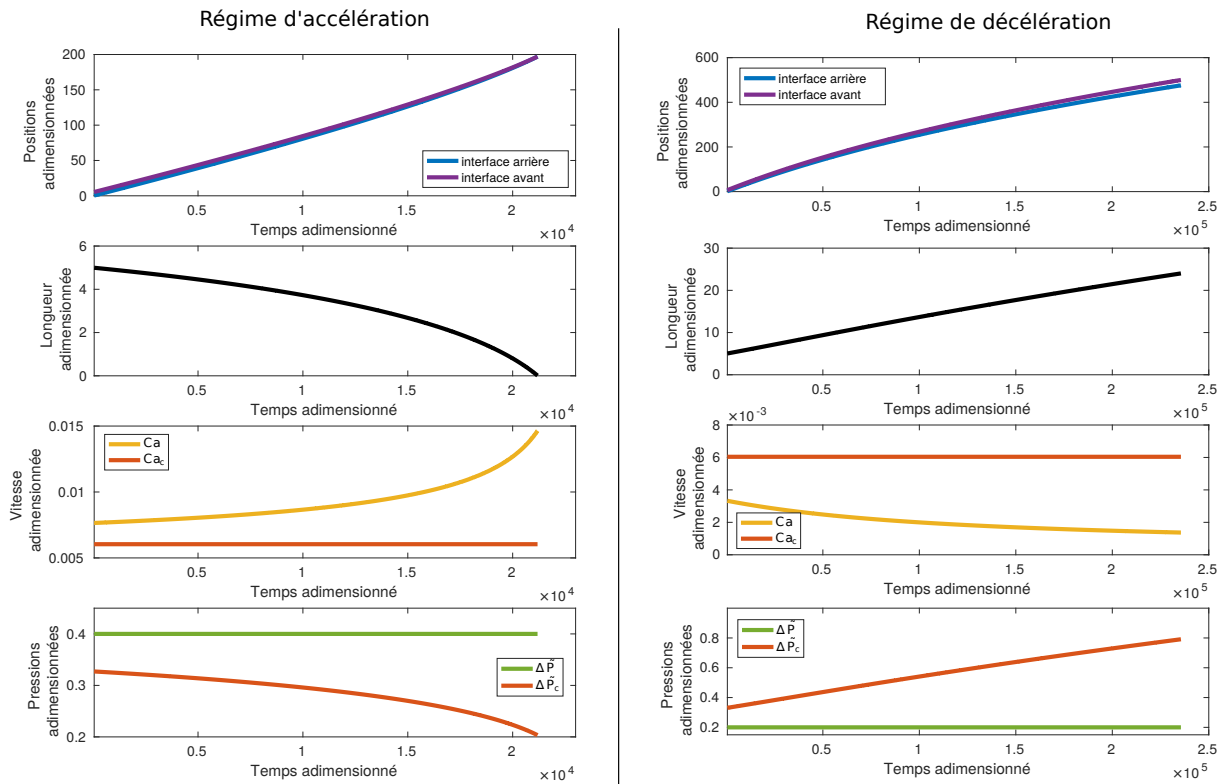


FIGURE 3.13 – Évolution de la position des interfaces, de la taille, de la vitesse et de la pression critique du pont soumis à une pression constante pour un exemple de régime d'accélération ($\Delta \tilde{P} = 0.4$, $\tilde{l}_0 = 5$, $\tilde{h}_p = 0.04$) et un exemple de régime de décélération ($\Delta \tilde{P} = 0.2$, $\tilde{l}_0 = 5$, $\tilde{h}_p = 0.04$).

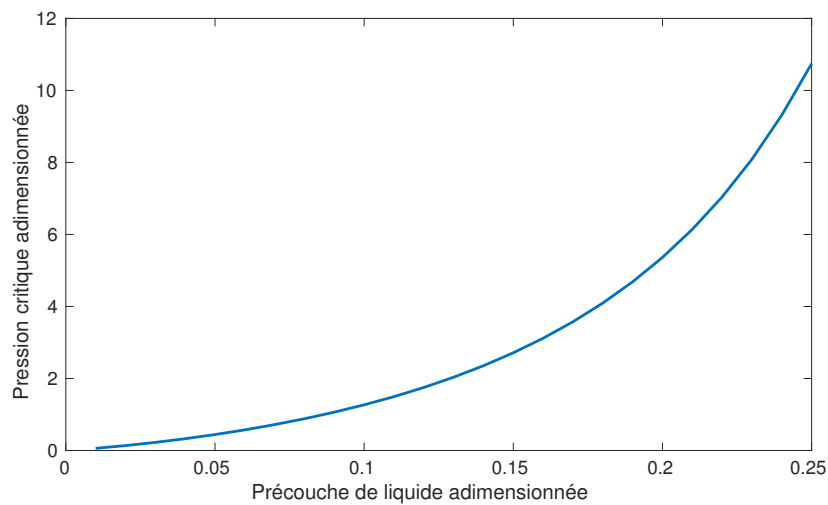


FIGURE 3.14 – Pression de transition entre les deux régimes en fonction de la couche de liquide pour un pont liquide de taille initiale $\tilde{l}_0 = 5$

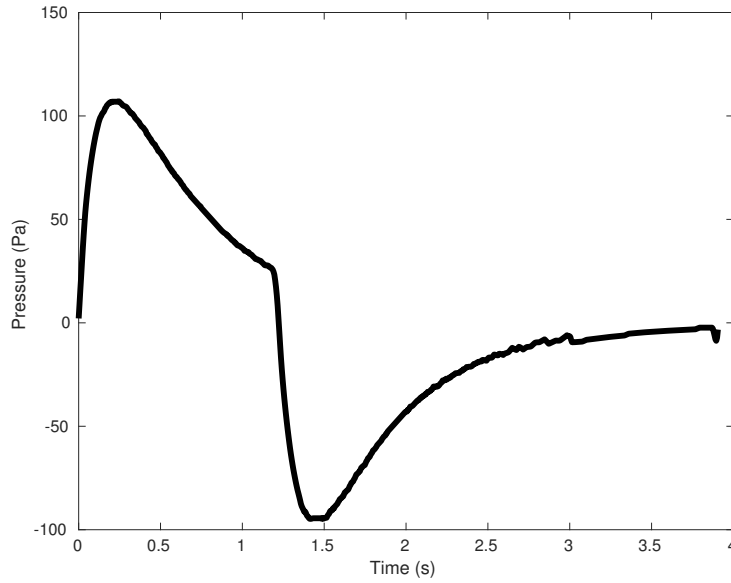


FIGURE 3.15 – Cycle de pression alvéolaire[21]

Si on veut maintenant s'intéresser à l'évolution d'un pont liquide de mucus dans le poumon, il faut intégrer l'évolution temporelle de la pression (figure 3.15). On remarque alors qu'il y a deux conséquences à l'utilisation d'un tel signal en pression :

- La pression évolue entre une valeur absolue nulle et une pression élevée.
- La pression change de signe de manière périodique.

Afin d'étudier la transition entre le régime de rupture et le régime de grossissement d'un pont liquide soumis à un cycle en pression physiologiquement pertinent, nous avons découpé le problème en 3 parties de complexité croissante. Dans un premier temps, nous étudions la réponse à un forçage en pression unidirectionnel mais variable dans le temps. Dans un deuxième temps, nous étudions l'influence du changement de direction pour un signal en pression de valeur absolue constante. Et enfin dans la troisième partie, nous étudions l'évolution d'un pont liquide soumis à un signal en pression physiologiquement pertinent. Enfin nous concluons sur la pertinence de notre modèle et les perspectives pour aller plus loin.

3.2 Forçage unidirectionnel variable dans le temps

Dans cette section, nous allons étudier l'influence de la variabilité du signal en pression sur la transition dynamique pour un forçage unidirectionnel. Pour simplifier au maximum la discussion, le signal en pression est choisi de la forme (figure 3.16) : $\Delta\tilde{P} = \tilde{P}_0(1 - \exp(-\tilde{t}/\tilde{\tau}))$, avec t le temps et τ le temps de réponse. Les variables \tilde{t} et $\tilde{\tau}$ représentent t et τ adimensionnés selon le temps caractéristique présenté au chapitre 2.

Les différents régimes observés

Dans ces conditions, nous pouvons observer 3 cas distincts (figure 3.17). (i) Lorsque l'amplitude finale de la pression \tilde{P}_0 est inférieure à la pression critique initiale (celle calculée à partir de la taille initiale du pont), le pont liquide entre, dès le début, dans un régime de décélération. (ii) Ensuite, il existe un régime intermédiaire, où même si l'amplitude finale de la pression est située au dessus du seuil de pression critique initiale, le pont liquide reste dans un régime de décélération. Ceci est dû au fait que la pression augmente progressivement et que la pression

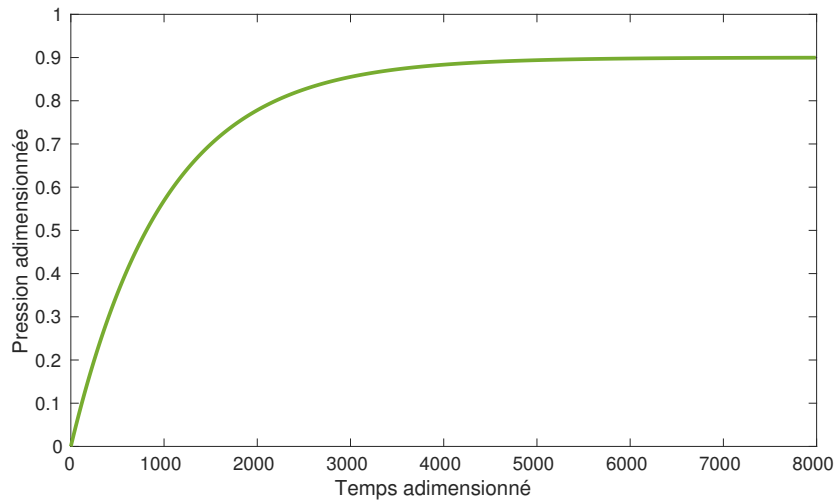


FIGURE 3.16 – Forme du signal en pression choisi ($\tilde{P}_0 = 0.9$ et $\tilde{\tau} = 10^3$)

critique évolue. (iii) Enfin pour des pressions finales très au dessus du seuil critique, le pont liquide entre dans un régime d'accélération après une phase transitoire de décélération.

La figure 3.17 permet de bien comprendre l'évolution du pont liquide en fonction des consignes. Dans le cadre d'un *régime de décélération*, la différence de pression appliquée ΔP reste toujours en dessous de la pression critique. On retrouve donc le comportement observé avec une pression constante : une pression critique qui augmente en fonction du temps (l'augmentation est principalement issue de la croissance de la longueur du pont liquide). La pré-couche de liquide rencontrée par le pont liquide reste constante durant toute l'expérience, ainsi Ca_c reste constant. Puisque le pont est en régime de décélération, la vitesse adimensionnée Ca évolue de manière concave (décélération une fois que la pression appliquée a atteint la consigne).

Dans le cadre d'un *régime de décélération induite*, on observe un régime de décélération alors que la consigne \tilde{P}_0 est supérieure à la pression critique initiale. L'information pertinente se trouve donc dans le régime transitoire (entre $\tilde{t} = 0$ et $\tilde{t} = 5\tilde{\tau}$). Durant le régime transitoire, la pression appliquée $\Delta\tilde{P}$ est inférieure à la pression critique $\Delta\tilde{P}_c$ et donc la longueur du pont liquide augmente. Ainsi, une fois arrivée à la fin du régime transitoire, l'accroissement de la longueur a entraîné une augmentation de la pression critique qui déplace la consigne \tilde{P}_0 sous la pression critique. La taille du pont liquide continue donc d'augmenter, la décélération s'amorce et le pont se retrouve dans une dynamique de décélération. On peut alors bien comprendre l'évolution de la vitesse adimensionnée Ca dans ce cadre. Durant le régime transitoire, la vitesse augmente car la pression appliquée augmente. Une fois que la pression appliquée atteint la consigne, la vitesse diminue car la taille du pont liquide augmente et donc la résistance à l'écoulement augmente à pression constante.

Enfin, dans le cadre du *régime d'accélération*, la pression appliquée est initialement inférieure à la pression critique. Le pont liquide commence donc par grossir. La pression critique passe ensuite sous la pression appliquée et donc l'accélération s'amorce avec une accélération et une diminution de la taille du pont liquide entraînant la rupture du pont liquide.

On voit ici que ce régime transitoire influence donc beaucoup la dynamique d'un pont liquide et qu'il rend la transition entre accélération et décélération plus complexe.

Diagramme des régimes

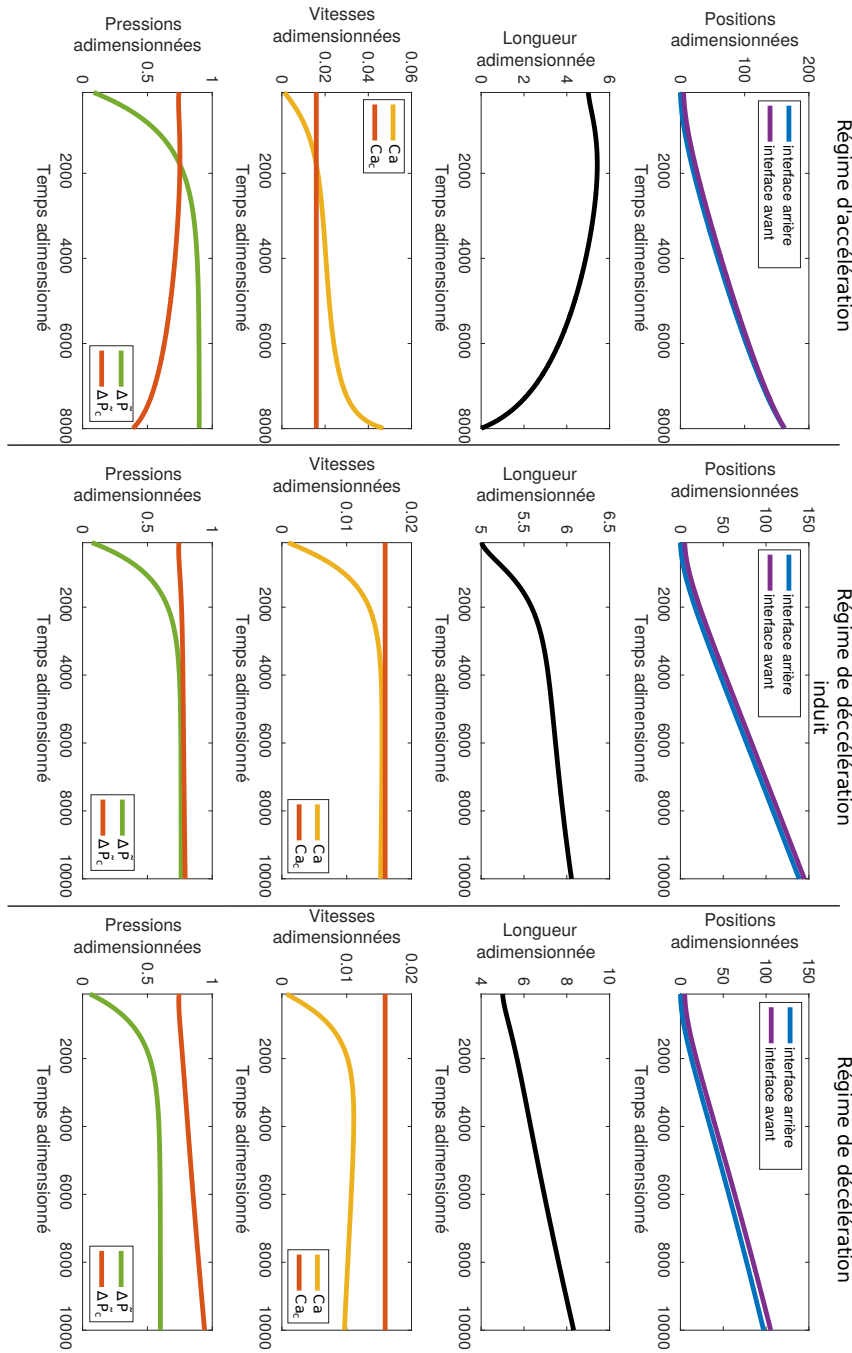


FIGURE 3.17 – Évolution de la position des interfaces, de la taille, de la vitesse et de la pression critique du pont soumis à une pression constante pour un exemple de régime d'accélération ($\Delta \tilde{P} = 0.9$, $\tilde{l}_0 = 5$, $\tilde{h}_p = 0.07$, $\tilde{\tau} = 10^3$), un exemple de régime de décélération induite ($\Delta \tilde{P} = 0.76$, $\tilde{l}_0 = 5$, $\tilde{h}_p = 0.07$, $\tilde{\tau} = 10^3$) et un exemple de régime de décélération ($\Delta \tilde{P} = 0.6$, $\tilde{l}_0 = 5$, $\tilde{h}_p = 0.07$, $\tilde{\tau} = 10^3$).

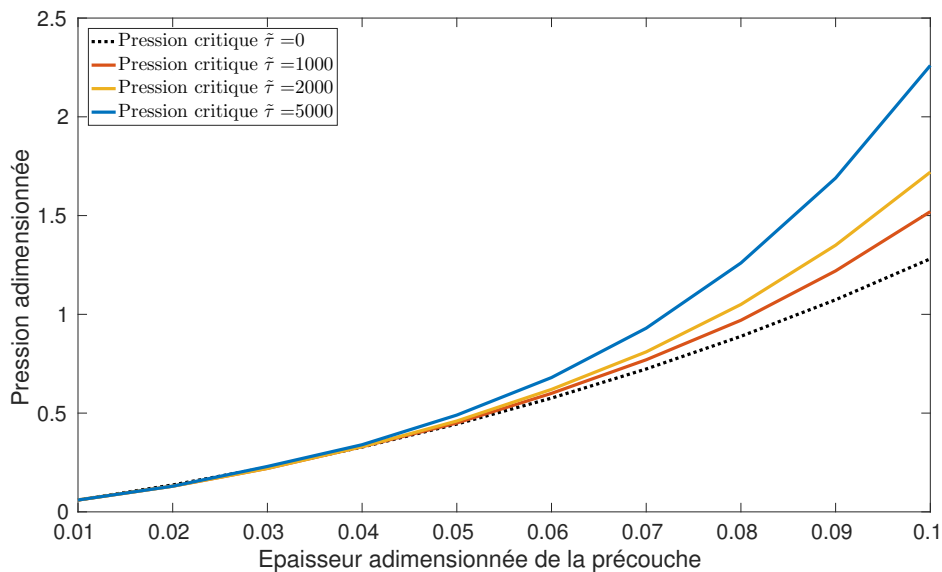


FIGURE 3.18 – Pression critique entre les régimes finaux de cascade normale et cascade inverse ($\tilde{L}_0 = 5$, $\tilde{\tau}$ prenant quatre valeurs 0, 1000, 2000 et 5000)

Nous allons essayer de tracer la frontière entre ces deux régimes. Cette frontière dépend des paramètres : \tilde{P}_0 , \tilde{h}_0 , \tilde{l}_0 et $\tilde{\tau}$.

Pour déterminer numériquement dans quel régime on se trouve, on calcule la pression critique après $5\tilde{\tau}$ et on regarde si celle-ci est supérieure ou inférieure à la pression de consigne. La figure 3.18 présente les résultats obtenus en fonction de \tilde{h}_0 pour différents $\tilde{\tau}$. On remarque que la pression critique pour $\tilde{\tau} = 0$ correspond à la pression critique pour l'application d'une pression constante dès le début de l'expérience.

Ces résultats présentent des tendances cohérentes avec la description faite précédemment des régimes possiblement observables. En effet, on voit que la présence d'un régime transitoire a tendance à augmenter la pression critique effective car durant le régime transitoire, le pont liquide augmente son volume et donc sa pression critique.

Ainsi, si la pré-couche de liquide est faible, l'accroissement de volume est faible et donc l'influence du régime transitoire est faible. De plus, plus le régime transitoire est long, plus le pont liquide a le temps d'accumuler du liquide durant le temps d'établissement de la pression de consigne et donc plus la pression critique est élevée.

Au travers de cette forme de pression, on voit que le temps du régime transitoire modifie la frontière entre les régimes dynamiques. Il est évident que la forme de la pression alvéolaire est plus complexe mais nous obtenons une information pertinente : c'est le régime transitoire (quelle que soit sa forme) avec une épaisseur de liquide \tilde{h}_0 importante qui a tendance à augmenter la pression de transition. Cette augmentation est d'autant plus grande que le régime transitoire est long et que la couche de pré-mouillage est épaisse.

3.3 Influence d'un forçage cyclique sur la transition

Nous allons maintenant prendre en compte les effets d'un forçage alternatif en pression sur la transition entre le régime d'accélération et le régime de décélération. Pour ne garder que les effets du signal alternatif, nous allons appliquer des cycles en pression rectangulaires (amplitude constante) (figure 3.19) et regarder les phénotypes dynamiques d'un pont liquide dans ce cas. On notera \tilde{T} , la période du signal adimensionnée.

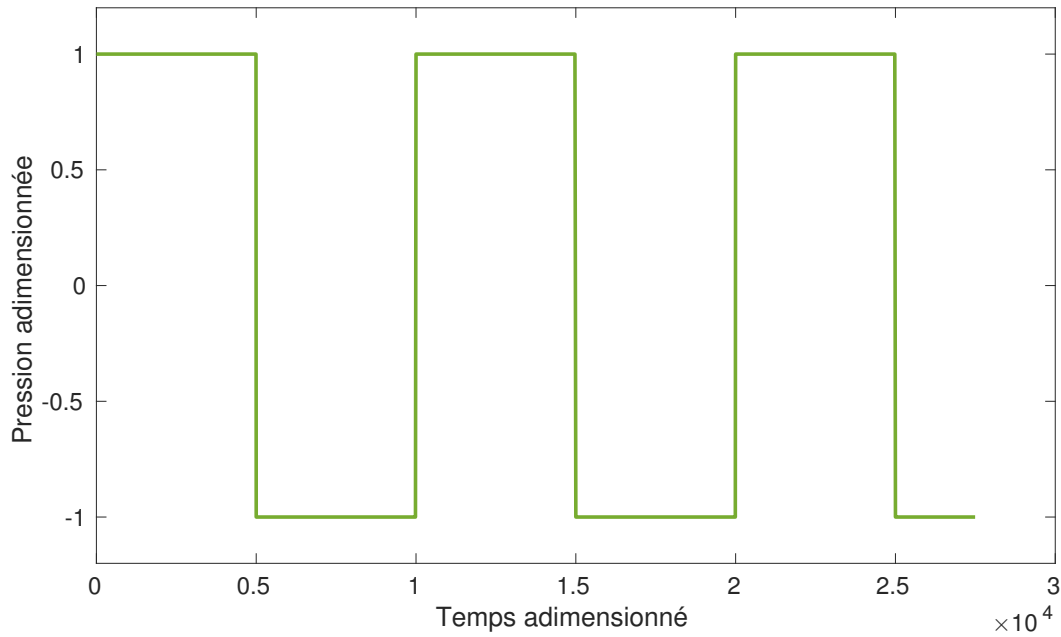


FIGURE 3.19 – Cycle de pression rectangulaire, $\tilde{P} = 1$, $\tilde{T} = 10^4$

Description des régimes observés

Contrairement au cas constant, on observe ici trois régimes (figure 3.20). Si on fixe la période et la pré-couche de liquide, on a tout d'abord, à hautes pressions, le régime d'accélération (menant à la rupture du pont). Si la pression diminue, on observe un régime de diminution de la taille du pont liquide mais qui tend vers une constante et non vers une rupture du pont. De plus, la vitesse du pont liquide augmente mais finit par saturer. Le pont liquide se stabilise finalement sur un état périodique avec une taille constante. Enfin, une nouvelle diminution de la pression entraîne une nouvelle transition vers un régime périodique mais qui s'accompagne cette fois d'une augmentation du volume et d'une diminution de la vitesse à l'image d'un régime de décélération. Néanmoins, le pont liquide ne décélère pas indéfiniment car il finit par se stabiliser autour d'un état périodique.

On n'observe donc pas de régime de décélération similaire au forçage unidirectionnel et ceci est dû à une simple loi de conservation du volume de liquide. En effet, à cause du signal alternatif en pression, le pont liquide se déplace dans un espace borné. Ainsi, le pont liquide ne peut récupérer plus de liquide que ce qui se trouve dans sa zone de déplacement. Cette zone de déplacement a une longueur totale \tilde{l}_d . Ceci donne une borne supérieure du liquide que le pont liquide peut accumuler. Il tend ainsi vers un régime périodique. Pour mieux comprendre le régime de cascade normale qui sature, nous allons maintenant nous intéresser aux pressions et aux nombres capillaires (figure 3.20).

On voit au travers de ces figures que ce qui entraîne le régime stationnaire est la convergence de la pression critique sur la pression appliquée en valeur absolue ou la convergence de Ca et de Ca_c . Dans ces régimes périodiques ou saturants, la différence entre les régimes de décélération saturante ou d'accélération saturante se traduisent par une convergence par le haut ou par le bas de la pression critique sur la pression appliquée en valeur absolue.

Au contraire, dans le cas d'une accélération menant à la rupture du pont, la pression critique et la pression appliquée divergent en moyenne ainsi que les Ca et Ca_c .

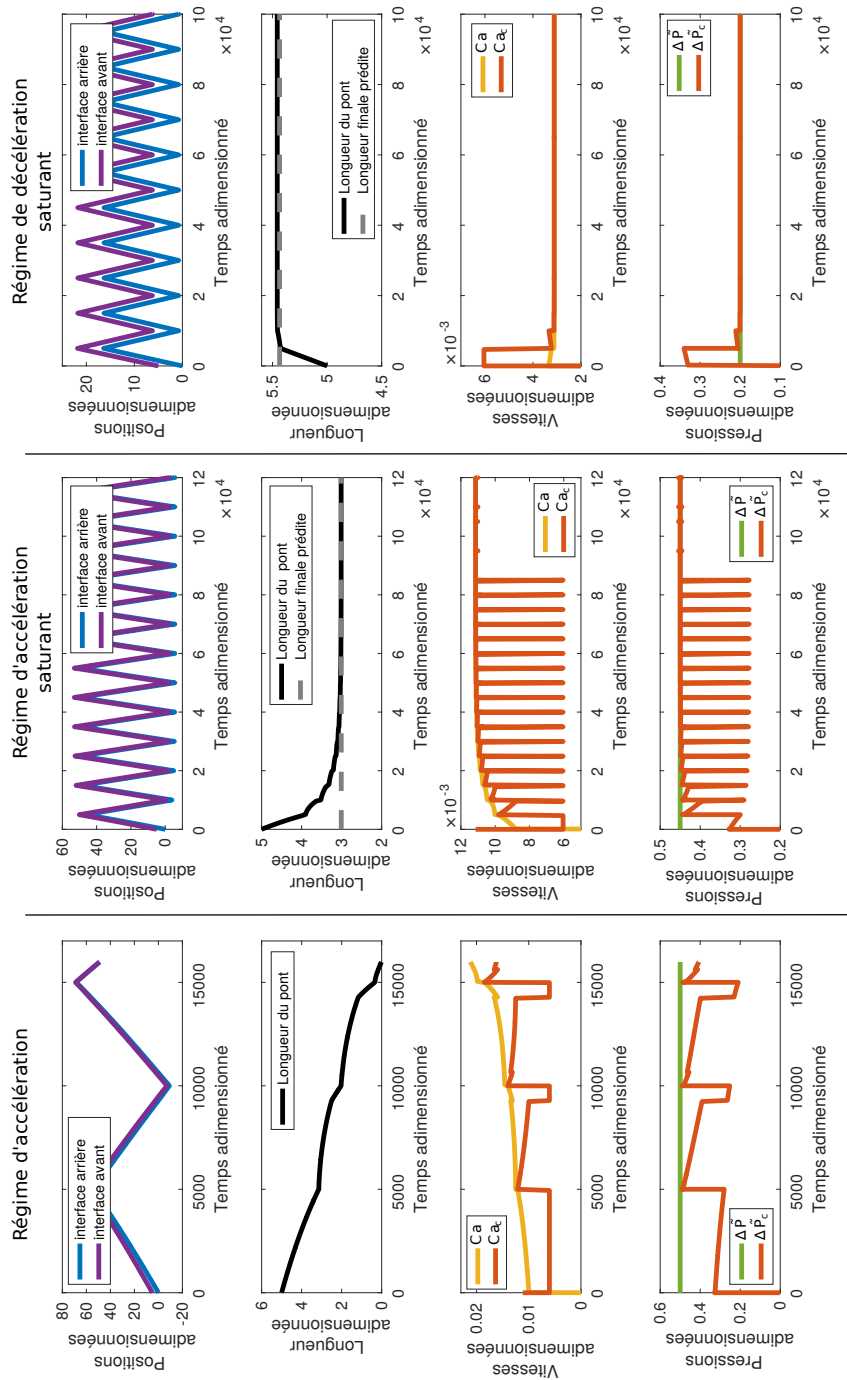


FIGURE 3.20 – Évolution de la position des interfaces, de la taille, de la vitesse et de la pression critique en valeur absolue du pont soumis à une pression alternative pour un exemple de régime d'accélération ($\Delta\tilde{P}=0.5$, $\tilde{l}_0=5$, $\tilde{h}_p=0.04$, $\tilde{T}=10^4$), un exemple de régime d'accélération saturant ($\Delta\tilde{P}=0.45$, $\tilde{l}_0=5$, $\tilde{h}_p=0.04$, $\tilde{T}=10^4$) et un exemple de régime de décélération saturant ($\Delta\tilde{P}=0.2$, $\tilde{l}_0=5$, $\tilde{h}_p=0.04$, $\tilde{T}=10^4$).



FIGURE 3.21 – Schéma de l'évolution d'un pont liquide soumis à un signal rectangulaire de pression

Arguments physiques de la convergence

Regardons comment évolue un pont liquide sur 3 demi-périodes afin de comprendre la convergence (ou non) vers un état périodique (figure 3.21). Si la pression initialement appliquée est supérieure à la pression critique, le pont liquide commence par perdre du volume et accélère. Il laisse derrière lui une épaisse couche de liquide. A la fin de la première demi-période, le pont liquide revient sur ses pas. Il passe donc par une zone d'épaisse couche de liquide. La pression critique est donc modifiée à cause de deux facteurs.

Tout d'abord, la taille du pont liquide a diminué ce qui réduit la pression critique. D'autre part, le pont liquide passe sur une surface avec une épaisse couche de liquide. Ceci augmente donc la pression critique au travers de l'augmentation du nombre capillaire critique Ca_c . On voit donc ici apparaître les deux mécanismes, régissant la pression critique, qui s'opposent pour faire tendre cette pression critique vers la pression appliquée ou faire diverger celle-ci.

Sur cette fin de période, la pression critique reste inférieure à la pression appliquée. Le pont liquide continue donc sa décroissance en taille mais cette fois, le pont liquide passe par des zones d'épaisseurs de liquide différentes. En effet, le pont liquide commence par passer dans la zone traversée pendant la première demi-période puis il passe dans une zone de faible épaisseur de liquide entraînant une forte diminution de la taille du pont. A nouveau, l'épaisse couche de liquide entraîne une augmentation de la pression critique et la diminution de taille entraîne une diminution de celle-ci.

La question est donc de savoir si la pression critique s'approche à chaque demi-période de la pression critique ou s'en éloigne. Ceci détermine la transition entre une accélération menant à la rupture du pont liquide et accélération qui sature.

Dans le cas d'une décélération, le mécanisme est beaucoup plus simple car le pont liquide ne peut que tendre vers un état périodique (les deux mécanismes vont dans le même sens). En effet, le pont liquide ne fait que grossir et passer sur une couche plus épaisse que celle qu'il dépose (à cause du régime de décélération). Sa pression critique est donc toujours supérieure à la pression appliquée. À cause de la conservation du volume dans la zone de déplacement, la pression critique diminue période après période car le pont liquide laisse une couche de plus en plus fine derrière lui.

Nous avons ici identifié les mécanismes donnant la transition entre une dynamique d'accélération donnant lieu à la rupture d'un pont liquide et un régime de saturation autour d'un régime périodique. La transition entre une accélération saturante et une décélération saturante est donnée par la pression initialement appliquée et la pression critique initiale (même critère que la transition sous une pression constante).

Quantification du régime stationnaire

Nous allons essayer de prévoir l'état périodique issu d'une dynamique saturante en fonction des lois qui régissent l'évolution du pont liquide. Pour cela, nous rappelons la définition de \tilde{l}_d : distance de parcours du pont liquide dans son état périodique final. De plus, une fois dans l'état stationnaire \tilde{h}_r et \tilde{h}_p sont égaux et constants sur toute la zone de déplacement du pont liquide. On les notera donc \tilde{h}_f . Enfin nous appellerons \tilde{l}_f la taille du pont liquide une fois le régime périodique atteint. On écrit alors la condition d'état stationnaire :

$$\tilde{P} = \tilde{P}_c \quad (3.18)$$

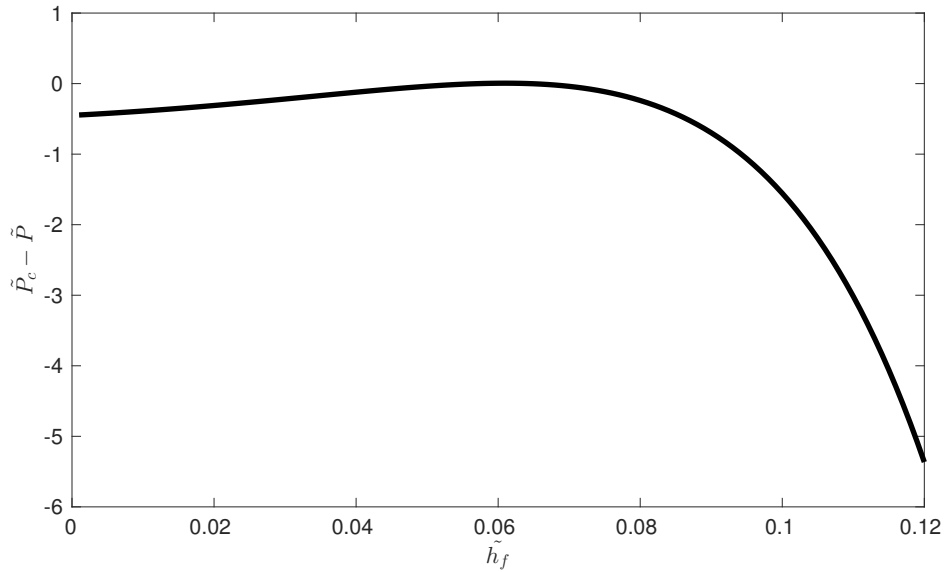


FIGURE 3.22 – Évolution de la différence entre la pression critique et la pression appliquée en fonction de la précouche finale pour $\tilde{P} = 0.45$, $\tilde{l}_0 = 5$, $\tilde{h}_0 = 0.04$, $\tilde{T} = 10^4$

$$\tilde{P}_c = 1 + 1.79(3Ca_c)^{2/3} + \cos(\theta) + 4\tilde{C}Ca_c \quad (3.19)$$

$$Ca_c = \left(\frac{\tilde{h}_f}{1.34(1 - 2.5\tilde{h}_f)} \right)^{3/2} \quad (3.20)$$

$$\theta = \frac{-1 + \sqrt{4CD}}{2C} \quad (3.21)$$

avec $A = (3Ca)^{-2/3}\tilde{h}_f$, $B = (3Ca)^{1/3}$, $C = \left(\frac{b_1}{2\log_{10}(A)} + \frac{b_2 \log_{10}(A)}{\log_{10}(A)} + \frac{3b_3 \log_{10}(A)^2}{2\log_{10}(A)} \right) B$, $D = (b_0 + b_1 \log_{10}(A) + b_2 \log_{10}(A)^2 + b_3 \log_{10}(A)^3) B$ et $b_0 = 1.4$, $b_1 = -0.59$, $b_3 = -3.2 \cdot 10^{-2}$, $b_4 = 3.1 \cdot 10^{-3}$.

On peut ensuite écrire une équation de conservation du volume sur la zone de déplacement :

$$(\tilde{l}_d - \tilde{l}_0)(1 - (1 - \tilde{h}_0)^2) + \tilde{l}_0 = \tilde{l}_f + (\tilde{l}_d - \tilde{l}_f)(1 - (1 - \tilde{h}_f)^2) \quad (3.22)$$

avec \tilde{h}_0 la pré-couche initiale dans le tube. Enfin, il existe une relation entre la vitesse, la demi-période et la zone de déplacement \tilde{l}_d :

$$\tilde{l}_d = \int_0^{\tilde{T}/2} Ca_c dt + \tilde{l}_f = \frac{\tilde{T}}{2} Ca_c + \tilde{l}_f \quad (3.23)$$

À l'aide de ces équations, nous pouvons écrire la différence $\tilde{P} - \tilde{P}_c$ uniquement en fonction de \tilde{h}_f (figure 3.22). On voit alors que deux solutions $\tilde{P} = \tilde{P}_c$ sont possibles. Le système étudié est dynamique et l'épaisseur h_p augmente au fur à mesure de l'évolution, on choisit donc la plus proche des conditions initiales. On trouve ainsi la solution par dichotomie numérique. Cette solution nous donne toutes les caractéristiques du régime périodique à l'aide des équations précédentes.

Ce modèle nous permet ainsi de tracer les régimes stationnaires sur les deux cascades menant à un régime périodique que nous avons vu précédemment. On observe une très bonne concordance avec les prévisions sur l'évolution de \tilde{l} et de Ca (figure 3.20).

On remarque que dans le cadre d'une accélération menant à la rupture d'un pont liquide, il n'existe pas de solution à la résolution dichotomique précédente (quelque soit $\tilde{h}_f, \tilde{P}_c - \tilde{P} < 0$). Ce modèle permet donc de prédire simplement l'état périodique. Nous allons regarder maintenant comment évoluent les frontières entre ces régimes en fonction des différents paramètres du problème.

Diagramme des régimes

Nous allons tracer l'évolution de la frontière entre ces régimes pour les quatre paramètres pilotant la dynamiques soient : $\tilde{P}, \tilde{T}, \tilde{h}_0$ et \tilde{l}_0 .

Nous devons tout d'abord déterminer dans chaque expérience numérique, le régime observé (accélération menant à la rupture, accélération saturante ou décélération saturante). Pour cela, nous considérons les critères numériques simples :

- Si $|\tilde{l}(\tilde{t} = \tilde{T}) - \tilde{l}(\tilde{t} = 2\tilde{T})| < |\tilde{l}(\tilde{t} = 2\tilde{T}) - \tilde{l}(\tilde{t} = 3\tilde{T})|$, alors le pont liquide perd de plus en plus de liquide à chaque période. Nous sommes en présence d'une accélération à la rupture.
- Si le critère précédent n'est pas vérifié mais que $\tilde{l}(\tilde{t} = \tilde{T}) - \tilde{l}_0 < 0$ alors le pont liquide perd du liquide mais sa décroissance sature. Nous sommes en présence d'une accélération saturante.
- Enfin si les deux critères précédents ne sont pas vérifiés, nous sommes en présence d'une décélération saturante.

Ces critères nous permettent de trouver les limites entre les différents régimes (traits pleins sur les figures 3.23) sur nos expériences numériques.

Nous proposons donc maintenant un critère numérique (reposant sur les équations développées au paragraphe précédent) permettant de prédire le régime en fonction des paramètres $\tilde{P}, \tilde{T}, \tilde{h}_0, \tilde{l}_0$. La transition entre décélération et accélération est donnée par le critère analytique de transition pour une pression constante. Pour ce qui est de la transition entre le régime de saturation ou non, on suppose que : s'il n'y a pas de solution périodique alors le pont liquide sera détruit. Si une solution saturante existe, la solution périodique finale doit être en cohérence avec le type de cascade (si régime d'accélération, il faut $\tilde{l}_f < \tilde{l}_0$). Les résultats de la figure 3.23 présentent l'évolution des frontières entre les différents régimes et la concordance avec notre modèle.

Les évolutions présentées sont relativement intuitives puisqu'une augmentation de la taille initiale du pont liquide entraîne une augmentation linéaire des pressions de transition (augmentation linéaire de la résistance visqueuse). Une augmentation de la pré-couche entraîne également une augmentation de la pression de transition à l'image de ce qui se passe à pression constante. Enfin, si la période augmente, on tend vers un régime de pression constante et on retrouve le résultat d'une pression constante avec l'absence de régime d'accélération saturante. En effet, lorsque la demi-période tend vers l'infini, on retrouve le cas d'une pression appliquée constante. Ce résultat est donc tout à fait logique.

Il y a toutefois un résultat non attendu : l'absence de cascade normale saturante à forte pré-couche \tilde{h}_0 . On notera que dans cette zone de pré-couche épaisse, une solution périodique existe au delà de la transition de saturation mais elle entraîne une longueur de pont liquide au finale supérieure à la longueur initiale alors que nous sommes dans un régime d'accélération. Ce régime périodique ne peut donc pas être atteint et le pont liquide rentre dans une dynamique d'accélération menant à la rupture.

3.4 Transition entre les régimes d'accélération et de décélération pour des conditions physiologiquement pertinentes

Nous allons maintenant appliquer un cycle de pression respiratoire (figure 3.15) sur des ponts liquides aux caractéristiques mécaniques proches de celles du mucus présent dans les poumons.

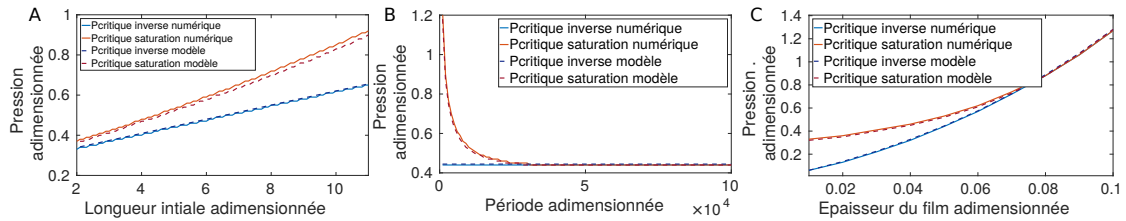


FIGURE 3.23 – A : Évolution des pressions critiques délimitant les différents régimes en fonction de la longueur initiale pour $\tilde{h}_0 = 0.05$ et $\tilde{T} = 10^4$. B : Évolution des pressions critiques délimitant les différents régimes en fonction de la période adimensionnée pour $\tilde{L}_0 = 5$ et $\tilde{h}_0 = 0.05$. C : Évolution des pressions critiques délimitant les différents régimes en fonction de la précouche initiale pour $\tilde{L}_0 = 5$ et $\tilde{T} = 10^4$

Cette étude nous permettra de remonter à des pressions critiques de transition entre les régimes d'accélération et de décélération pertinentes pour les maladies pulmonaires obstructives.

A l'aide de la forme du signal en pression d'un cycle respiratoire, on comprend toute l'importance des deux parties précédentes. En effet, on voit que ce régime est alternatif et non constant en valeur absolue. Les conclusions des deux parties précédentes devront donc s'appliquer à ce signal.

Rappels des résultats précédents

Nous avons mis en évidence deux régimes dynamiques avec une pression constante. La transition entre ces régimes est donnée par la figure 3.14. On remarque que plus la couche de liquide présente initialement sur les parois du tube est épaisse, plus la pression nécessaire pour entraîner le pont liquide dans une accélération entraînant la rupture du pont liquide est grande. Ainsi, si on s'intéresse aux personnes souffrants d'encombrement respiratoire, plus la sécrétion de mucus est importante, plus la pression qu'une personne devra imposer pour détruire les ponts liquides sera élevée. Ce graphique ne présente néanmoins que des grandeurs sans dimension et il n'est adapté qu'à un signal respiratoire avec une taille de pont liquide fixée. La taille du pont liquide créée dans le poumon dépend de la couche de mucus sur les parois des bronches comme nous l'avons vu dans le chapitre 2. Les pressions dimensionnées sont issues des caractéristiques du poumon (générations) et des propriétés rhéologiques du mucus (chapitre 1). Avec toutes ces données, on peut donc tracer la valeur de la pression critique en fonction de la génération dans le cadre d'une pression constante (figure 3.24).

Ces pressions de transition sont obtenues à l'aide d'une différence pression constante. Nous réitérons l'étude mais cette fois avec une pression similaire à la pression de respiration.

Régimes dynamiques

En utilisant la pression alvéolaire, nous observons les dynamiques possibles sur la figure 3.25.

On n'observe ici que deux régimes dynamiques : la dynamique d'accélération menant à la rupture du pont liquide ou la dynamique de décélération aboutissant à un régime périodique avec une taille de pont fixée. Nous n'avons pas d'explication quantitative concernant l'absence de régime d'accélération saturant mais nous pouvons expliquer qualitativement cette absence. Cette absence d'accélération saturante est liée à la forme du cycle respiratoire. En effet, une accélération saturante correspond à une diminution de la taille du pont au cours du temps ce qui signifie une pression élevée en valeur absolue durant la majorité de l'expérience. Ceci est impossible à réaliser à cause de la variation temporelle continue de la pression appliquée et des temps de réponse entre les phases d'inspiration et d'expiration. Le régime d'accélération saturante ne peut donc voir le jour. On peut toutefois remarquer que dans le cadre de ce que l'on a appelé une décélération saturante, on observe des zones temporelles où le pont liquide perd

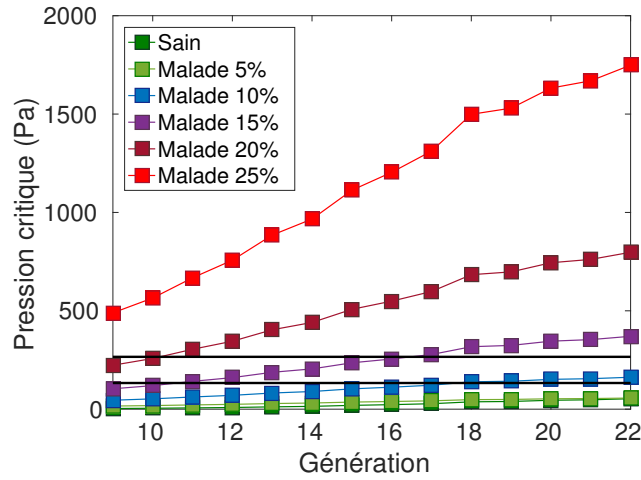


FIGURE 3.24 – Pression de transition entre les deux régimes pour une personne saine et une personne malade. Les droites noires représentent la zone de pression typiquement appliquée pendant un cycle respiratoire sans effort.

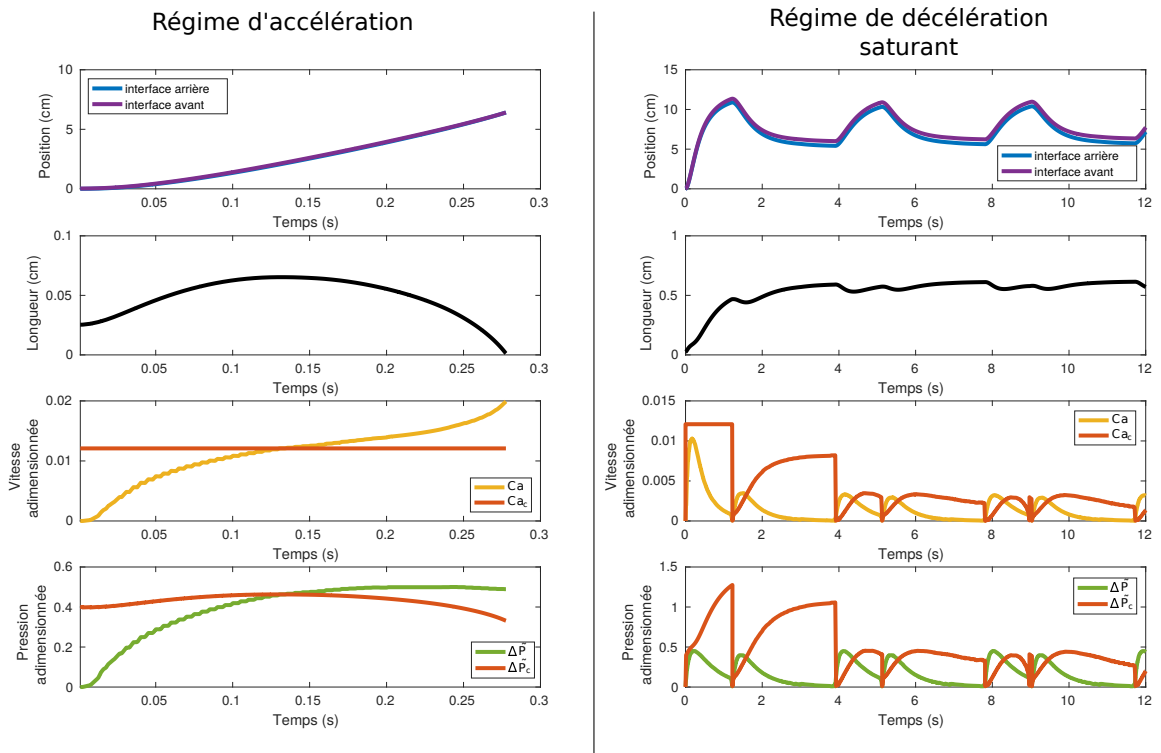


FIGURE 3.25 – Évolution de la position des interfaces, de la taille, de la vitesse et de la pression critique en valeur absolue du pont soumis à une pression constante pour un exemple de régime d'accélération ($\tilde{P}=0.5$, $\tilde{l}_0 = 2\sqrt{2}\pi(1 - (1 - \tilde{h}_0)^2)$, $\tilde{h}_0 = 0.06$), un exemple de régime de décélération saturant ($\tilde{P} = 0.45$, $\tilde{l}_0 = 2\sqrt{2}\pi(1 - (1 - \tilde{h}_0)^2)$, $\tilde{h}_0 = 0.06$).

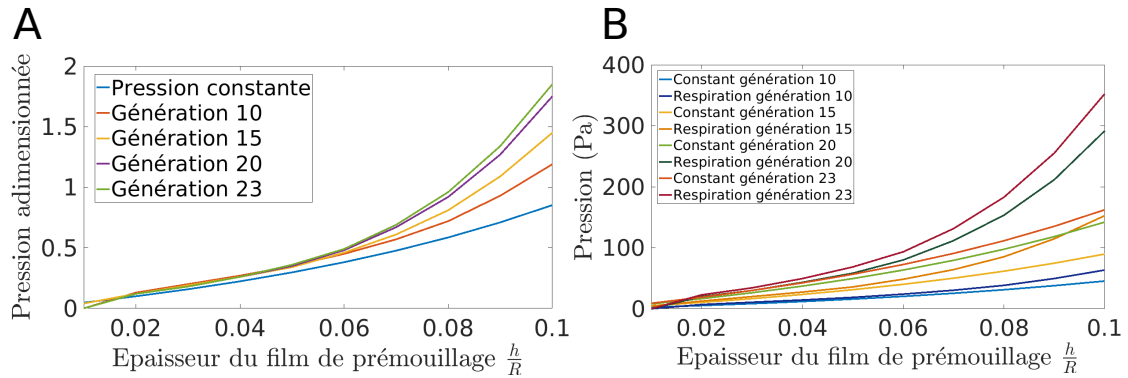


FIGURE 3.26 – A : Pression de transition adimensionnée. Nous avons représenté la pression de transition dans le cadre d’une différence de pression ΔP constante et dans le cadre d’un signal respiratoire dans différentes générations du poumon. B : Évolution de la pression de transition entre les deux régimes dynamiques avec un signal respiratoire et un signal en pression constante en fonction de la précouche de liquide.

du liquide. Ceci est bien sûr dû à la variabilité de l’amplitude du signal en pression au cours du cycle. C’est donc bien le phénotype associé à l’accélération saturante que l’on observe dans un régime globalement de décélération saturante. Les cycles à pression variables sont donc bien une combinaison des deux types de comportement (pression variable unidirectionnelle, cycle) décrits précédemment.

À ce stade, nous pouvons déjà soulever une remarque concernant les cycles : en cas de décélération saturante, un pont liquide aura tendance à osciller. La présence de ces phénomènes périodiques aura donc tendance à faire passer de nombreuses fois un pont liquide dans une même voie respiratoire entraînant de forts dégâts sur les parois cellulaire de la bronche [140].

Pression critique en fonction de la génération

Dans le cadre d’une pression constante, la pression critique adimensionnée est la même dans chaque génération de l’arbre pulmonaire. Lorsque l’on applique une pression plus réaliste à l’arbre pulmonaire, la pression critique adimensionnée n’est plus constante dans le poumon puisque l’adimensionnement en temps des équations modifie la période adimensionnée en fonction de la génération de l’arbre pulmonaire (figure 3.26 A). Le résultat final est donc plus complexe car le temps de réponse (régime transitoire sur une demi-période) et la période adimensionnée sont modifiés à chaque génération. Il y a alors la présence des deux phénomènes issus des parties précédentes qui modifient ces pressions critiques. Nos résultats pour l’évolution des pressions critiques entre un régime de rupture et un régime de non rupture d’un pont liquide pour un arbre pulmonaire sont résumés par la figure 3.26 B.

Dans tous les cas, la présence de cycle a tendance à augmenter les pressions critiques à atteindre pour obtenir une rupture de pont liquide (par rapport à un forçage unidirectionnel) et donc une réouverture de la voie respiratoire. On peut donc conclure que l’étude précédente avait tendance à sous-estimer la présence de régime de décélération dans les poumons malades.

3.5 Pertinence de ces régimes vis-à-vis de l’arbre bronchique

La question est maintenant de savoir si nous pouvons réellement observer ces différents régimes dans l’arbre pulmonaire. Afin de vérifier la pertinence de nos résultats, nous allons regarder la distance sur laquelle un pont liquide casse et le temps de rupture pour différentes générations du poumon et pour différentes précouches (figure 3.27).

Deux conclusions peuvent être tirées de ces graphiques. Premièrement, pour les personnes

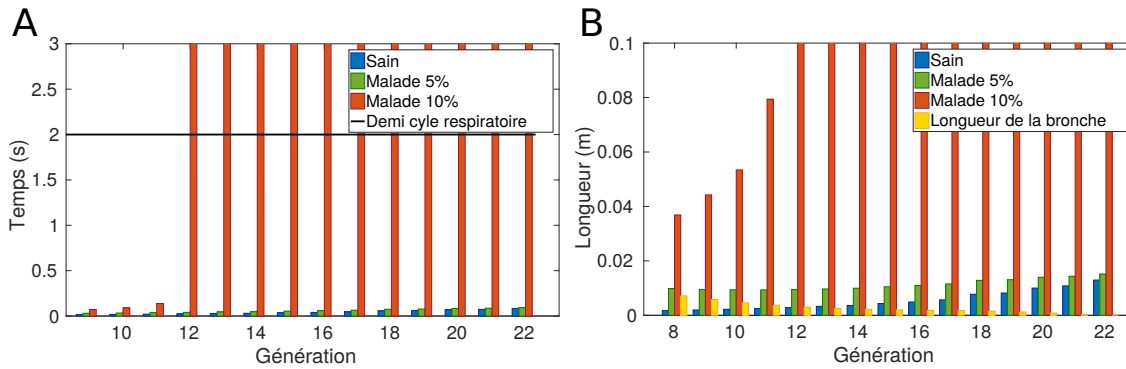


FIGURE 3.27 – A : Temps de rupture d'un pont de mucus. B : Distance de rupture d'un pont de mucus.

saines, la présence de cycles respiratoires ne change pas fondamentalement le comportement des ponts de mucus car la durée de vie d'un pont de mucus est inférieure à une demie période de cycle respiratoire. En résumé, les ponts liquides cassent avant de rentrer dans une évolution cyclique. Pour les personnes malades en revanche, les ponts liquides peuvent entrer dans des régimes périodiques, ce qui veut dire qu'elles vont avoir du mal à les casser et à réouvrir les voies obstruées. En effet, sur la figure 3.26B, on observe à partir de la 12ème génération des régimes saturants pour les personnes malades avec des couches de mucus de plus de 10%. Ainsi la distance de rupture et le temps de rupture sont infinis pour ces générations comme on peut le constater sur la figure 3.27.

Deuxièmement, on remarque que la longueur de rupture d'un pont liquide dépasse régulièrement la taille d'une bronche dans les dernières générations de l'arbre bronchique y compris pour une personne non malade. Ce dépassement est même systématique pour des personnes souffrant d'un encombrement relativement faible de 5%. La poursuite de cette étude implique donc la dynamique d'un pont liquide dans un arbre bronchique complet, tenant compte des bifurcations et de l'architecture complexe du poumon.

Des études s'intéressant à la propagation de pont liquide dans le poumon ont déjà vu le jour [154, 164, 165, 173] mais elles présentent des différences majeures face à notre étude. Baudoin et al. [154] explorent la dynamique de plusieurs ponts liquides dans un réseau mimant l'arbre bronchique mais le réseau est constitué de canaux et non pas de tubes. De plus, les canaux sont initialement secs rendant les décélérations impossibles à observer. Filoche et al. [164] étudie l'écoulement d'un pont liquide dans un arbre bronchique complexe en tenant compte de la gravité. La simulation a toutefois lieu à débit d'air fixé et non pas à pression fixée. Il correspond donc à des simulations de déplacement de pont liquide dans le cadre de l'injection de substances médicamenteuses dans la trachée mais pas au cas des maladies pulmonaires. L'étude de Ryans et al. [173] se concentre sur l'évolution d'un pont liquide dans un arbre bronchique sous pression constante. Leur étude correspond à nouveau à un unique pont liquide qui se déplace dans l'arbre bronchique dans un sens uniquement. Les voies sont ici partiellement flexibles et l'influence de la pré-couche de liquide n'est pas prise en compte. Cette publication prend un modèle de déplacement de pont liquide similaire à celui de Baudoin et al. [154] sans toute fois le citer. Notre étude apporte donc une pierre supplémentaire à une bonne description des écoulements diphasiques pulmonaires.

4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons étudié la dynamique cyclique de ponts liquides dans des tubes pré-mouillés. Ces résultats nous ont permis d'identifier des régimes dynamiques pouvant se résumer en deux catégories : les dynamiques menant à la rupture d'un pont liquide et celles abou-

tissant à une évolution périodique. Pour chacun des cas, nous nous sommes efforcés de trouver les limites de transition entre ces différents régimes. Enfin, nous avons transposé nos résultats au cas des maladies d'encombrement pulmonaire afin d'expliquer la persistance des occlusions de certaines maladies pulmonaires.

Notre modèle de l'arbre pulmonaire présente toutefois un certain nombre de limites, à commencer par les caractéristiques mécaniques de l'arbre pulmonaire. Nous avons ici considéré des parois rigides, ce qui n'est pas le cas dans les dernières générations du poumon où les parois des bronches sont de plus en plus fines (avec la présence potentielle d'alvéoles) et flexibles [9]. Ceci peut entraîner l'effondrement d'une voie respiratoire sous l'effet de la tension de surface du liquide. Le mucus peut avoir également des caractéristiques non Newtoniennes. D'après Grotberg [8, 12], le comportement du mucus redevient Newtonien dans les dernières générations. Cette hypothèse peut néanmoins être remise en question dans le cadre des maladies respiratoires qui peuvent modifier les caractéristiques newtoniennes comme non-newtoniennes du mucus. De plus, nous avons appliqué directement la pression alvéolaire au pont liquide pour sa mise en mouvement. Ceci néglige la modification de la pression aux extrémités des bronches issue de l'écoulement de l'air dans les autres générations et les voies non encombrées [154]. Il est toutefois difficile d'évaluer les pertes de charge issues de l'écoulement de l'air notamment dans les premières générations où les écoulements sont turbulents et où les bifurcations jouent un grand rôle dans la résistance à l'écoulement [174]. Enfin, le modèle présenté suppose que tout se passe dans une seule bronche. Il n'y a donc pas de modification de la taille du pont liquide ni de division du pont au travers des bifurcations entre les générations. On suppose de plus que la voie étudiée est la seule à être encombrée. Il faudrait donc également tenir compte du mouvement collectif des ponts sur les différents générations. La prochaine étape serait donc d'intégrer un modèle en réseau pour étudier la dynamique d'un ou plusieurs ponts liquides sous l'effet d'une pression. Cette étude supposerait l'intégration du mouvement des ponts liquides au travers de bifurcations [162, 175–179] sous une contrainte en pression. Ceci nécessite donc d'implémenter de nouvelles règles dans le modèle afin de rendre compte au mieux des dynamiques individuelles ou collectives des ponts liquides.

Toutes ces limites montrent des éléments qui peuvent être ajoutés au fur et à mesure afin d'obtenir à chaque fois un modèle plus réaliste des écoulements diphasiques dans le poumon.

Chapitre 4

Les derniers instants d'un pont liquide

Dans ce chapitre, nous explorons expérimentalement la dynamique de rupture d'un pont liquide dans un capillaire pré-mouillé ou sec en nous focalisant sur les derniers instants avant la rupture. Un diagramme de phase des différents régimes de rupture est établi en fonction des nombres capillaires et d'Ohnesorge et nous fournissons une explication qualitative de la transition entre ces différents régimes. Cette étude expérimentale est complétée par des simulations numériques directes effectuées avec le logiciel Gerris, basé sur la méthode Volume of Fluid pour déterminer, entre autre, les stress exercés sur les parois. Cette question est critique pour les poumons car le déplacement et la rupture répétées de ponts liquides dans l'arbre pulmonaire peuvent provoquer des dommages sur les parois des bronches.

In this chapter, we explore experimentally the rupture of liquid plugs in a prewetted or dry capillary tube, with a focus on the last moment of the plug dynamics before its rupture. We build a phase diagram of the different regimes of ruptures that can be observed depending on the capillary and Ohnesorge numbers and provide a qualitative explanation of the transition between these different regimes. In addition, numerical simulation have been performed with the Volume of Fluid software Gerris to determine the stress exerted on the walls. This question is crucial, since the repeated displacement and rupture of liquid plug can damage durably the pulmonary tree.

1 Étude expérimentale

1.1 Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental est le même que celui présenté dans la section 2 du chapitre 2. Pour rappel, le dispositif est exposé sur la figure 2.1. Il se résume par un tube capillaire (Ringcap 40 μ L de diamètre 1 mm, Ringcap 20 μ L de diamètre 0.636 mm ou Ringcap 10 μ L de diamètre 0.470 mm) nettoyé au préalable en salle blanche et séché pour le déroulement de l'expérience. Le tube est connecté à une entrée de liquide (au travers d'une aiguille) et à une entrée d'air dans une jonction en T. L'entrée de liquide permet d'injecter à l'aide d'un pousse-seringue une quantité précise de liquide dans le tube capillaire. Le pont liquide ainsi formé dans le tube est mis en mouvement à l'aide d'un contrôleur en pression Fluigent MFCS. L'expérience est observée et enregistrée à l'aide d'une caméra rapide Photron SA3 montée sur un microscope Z16 Leica. La dynamique du phénomène étant très rapide, nous utilisons une acquisition de 15 000 images par seconde avec un temps d'obturation de 1/30000 seconde. C'est la fréquence d'acquisition la plus élevée que nous étions capable d'atteindre (le facteur limitant étant la luminosité).

Les liquides utilisés pour ces expériences sont le PFD, le glycérol pur, un mélange eau-glycérol à 10%, un mélange eau-glycérol à 60% et un mélange eau-glycérol à 85%. Les caractéristiques

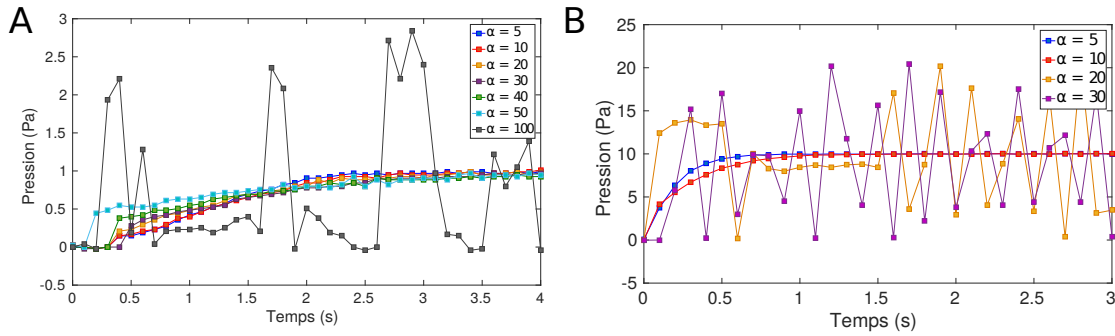


FIGURE 4.1 – Représentation graphique de la réponse du contrôleur de pression en fonction du temps. A : une consigne de 1 mbar est imposée pour différents paramètres α . B : une consigne de 10 mbar est imposée pour différents paramètres α .

mécaniques de chacun des liquides sont précisées dans le tableau 2.1.

Selon les expériences, des tubes secs ou pré-mouillés ont été utilisés pour les expériences selon le protocole décrit dans la section 2 du chapitre 2. Si les tubes sont pré-mouillés, l'épaisseur de la pré-couche liquide est fixée à $h_p/R = 0,01$.

Lorsque l'on décide de faire des expériences avec une pré-couche, on peut réutiliser le même tube pour de multiples acquisitions car il suffit de renouveler le processus de pré-mouillage pour qu'une nouvelle mesure soit possible. On peut donc ajouter au dispositif un liquide iso-indice pour limiter la déformation des images provenant de la courbure du tube. Une seconde conséquence est que l'on ne peut utiliser que des tubes de 1 mm car le pré-mouillage peut être potentiellement déstabilisé à cause de l'instabilité de Rayleigh-Plateau (section 2). A cause de cette instabilité, il nous a été impossible d'utiliser le glycérol pur. En effet, le dépôt d'une fine couche de pré-mouillage nécessite d'utiliser des débits faibles et donc un temps de dépôt du film de pré-mouillage supérieur au temps caractéristique de développement de l'instabilité de Rayleigh-Plateau. Ainsi, le glycérol n'est utilisé qu'avec des tubes capillaires secs.

Enfin, s'il l'on décide de travailler avec un tube sec, il faut changer de tube à chaque acquisition. Ainsi, pour limiter le temps de préparation de chaque acquisition, nous n'utilisons pas de liquide iso-indice dans ces expériences.

Le forçage utilisé ici est toujours une différence de pression car c'est le seul permettant d'obtenir des débits suffisamment importants pour explorer les différents régimes. En effet, il existe en microfluidique un effet de compressibilité appelé effet bouchon [167] apparaissant lorsque l'on essaie d'injecter à débit constant un fluide dans un microcanal à l'aide d'une seringue de diamètre interne très supérieur au diamètre du microcanal. Cet effet de compressibilité induit des temps de réponse d'autant plus importants que le diamètre de la seringue est grand. Or, pour atteindre les débits nécessaires à l'exploration des différents régimes, il faudrait utiliser de grosses seringues qui induiraient des temps de réponses très supérieurs aux durées de nos expériences.

Avec le contrôleur en pression et en l'absence d'optimisation, le temps de réponse du contrôleur est comparable aux durées de nos expériences : il est d'environ 500 ms pour des pressions supérieures à 3 mbar et peut même atteindre plusieurs secondes pour des pressions d'environ 0,5 mbar (figure 4.1). Or les expériences que nous effectuons ont une durée d'environ 800-900 ms avec des modifications d'écoulement importantes dans les 10 dernière ms.

Pour réduire ce temps de réponse, nous avons donc optimisé un paramètre dénommé α pour le contrôleur en pression Fluigent MFCS. Ce paramètre réglable représente la stabilité du signal de pression en sortie vis-à-vis du temps de réponse du contrôleur de pression. C'est un paramètre régulant l'asservissement du contrôleur. De base, ce paramètre est fixé à $\alpha = 5$. Il donne alors des temps de réponse de l'ordre de 2,5 s pour $\Delta P = 1$ mbar et un temps de 500 ms réponse de l'ordre pour $\Delta P = 10$ mbar. En augmentant le paramètre α , on diminue le temps de réponse

| Diamètre du tube | Sec ou prédépôt | liquide | volume initial du pont liquide |
|------------------|-----------------|------------------|--------------------------------|
| 1 mm | prédépôt | PFD | 7 μL |
| 1 mm | prédépôt | glycérol-eau 10% | 5 μL |
| 1 mm | prédépôt | glycérol-eau 60% | 7 μL |
| 1 mm | prédépôt | glycérol-eau 85% | 9 μL |
| 1 mm | sec | PFD | 8 μL |
| 1 mm | sec | glycérol-eau 10% | 7 μL |
| 1 mm | sec | glycérol-eau 60% | 8 μL |
| 1 mm | sec | glycérol-eau 85% | 6 μL |
| 1 mm | sec | glycérol pur | 5 μL |
| 0,636 mm | sec | glycérol-eau 10% | 3 μL |
| 0,636 mm | sec | glycérol-eau 60% | 3 μL |
| 0,470 mm | sec | glycérol-eau 10% | 1-2 μL |
| 0,470 mm | sec | glycérol-eau 60% | 2 μL |

TABLE 4.1 – Volume initial des ponts liquides utilisés dans nos expériences en fonction du liquide, de la taille du tube et de l'état du tube

mais on augmente le risque d'instabilité de la pression ΔP (figure 4.1). Ainsi, au début de chaque série d'expériences, nous essayons d'obtenir le temps réponse optimal permettant de conserver une stabilité de la pression ΔP . Cette consigne expérimentale, nous conduira à utiliser des paramètres α variant entre 5 et 55 (la valeur dépend principalement de la consigne en pression choisie). Cette disposition expérimentale nous permet d'obtenir des temps de réponse plus faibles mais qui ne nous permettent pas néanmoins d'atteindre des temps de réponse du contrôleur très inférieurs aux temps de rupture des ponts liquides dont la taille initiale est comparable au diamètre du tube. Pour remédier à ce problème, nous utiliserons des ponts liquides de longueur initiale relativement importante (tableau 4.1). Ainsi, la rupture du pont liquide n'intervient qu'après un long temps de décroissance de la taille du pont liquide (200-800 ms). La pression est donc stabilisée pour les derniers instants avant la rupture du pont liquide.

Pour chacun des liquides, nous avons utilisé un volume initial de pont liquide constant (tableau 4.1). Ces ponts sont mis en mouvement pour des pressions variant entre 1 mbar et 69 mbar.

1.2 Description des différents régimes de rupture

Dans les expériences suivantes, nous nous plaçons toujours dans le régime d'accélération du pont liquide (le liquide déposé en aval du pont liquide sur les parois est supérieur au liquide récupéré en amont). Ainsi la taille du pont diminue et le pont liquide finit par casser. Nous nous focalisons sur ces derniers instants.

Nous avons alors pu observer principalement 3 régimes de destruction d'un pont liquide :

- À *faible pression*, le nombre capillaire reste faible et les interfaces avant et arrière conservent donc des courbures de sens opposés. Ainsi la diminution de la taille du pont liquide entraîne une rupture par le centre lorsque les ménisques avant et arrière se touchent (figure 4.2A). Ce régime de destruction sera noté A.
- À *haute pression*, la taille du pont liquide diminue mais cette diminution s'accompagne d'un changement du sens de la courbure de l'interface avant. Le pont liquide s'étire alors vers l'avant. Deux régimes de cassure peuvent alors être observés. Dans le premier régime, le film de liquide formé casse en périphérie du tube et est éjecté au centre du tube. Ce film se rétracte et finit par former une ou plusieurs gouttes (figure 4.2B). Ce régime de destruction sera noté B. Dans un autre régime, le pont liquide s'étire de manière considérable vers

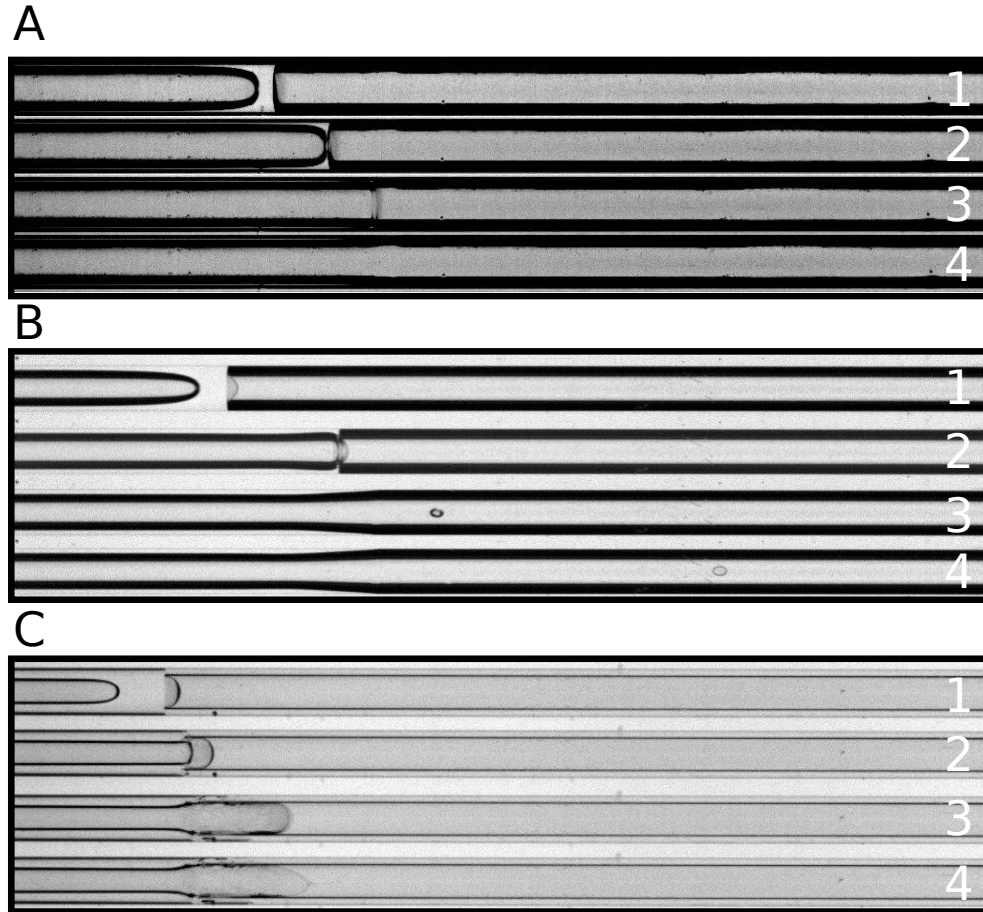


FIGURE 4.2 – A : Pont liquide de PFD de volume initial $7 \mu\text{L}$ dans un capillaire de 1 mm de diamètre sous une contrainte de 5 mbar. Les parois du capillaire ont été préalablement pré-mouillées avec du PFD ($h_p/R = 0.01$) : (1) pont liquide quelques instants avant sa destruction ($t = 0$ s), (2) le pont liquide diminue de taille et ses deux interfaces se rejoignent par le centre ($t = 0,0038$ s), (3) le pont liquide casse par le centre ($t = 0,0066$ s), (4) les résidus du pont liquide se rétractent sur les parois ($t = 0,00753$ s). B : Pont liquide de mélange eau-glycérol à 60 % de volume initial $7 \mu\text{L}$ dans un capillaire de 1 mm de diamètre sous une contrainte de 20 mbar. Les parois du capillaire ont été préalablement pré-mouillées ($h_p/R = 0.01$) : (1) pont liquide quelques instants avant sa destruction ($t = 0$ s), (2) le pont liquide diminue de taille et ses deux interfaces se rejoignent ($t = 0,0018$ s), (3) la rupture du pont liquide a lieu ($t = 0,0036$ s), (4) le liquide éjecté issu de la rupture se propage sous forme de goutte le long du tube ($t = 0,0083$ s). C : Pont liquide de glycérol de volume initial $5 \mu\text{L}$ dans un capillaire de 1 mm de diamètre sous une contrainte de 60 mbar. Les parois du capillaire sont sèches : (1) pont liquide quelques instants avant sa destruction ($t = 0$ s), (2) le pont liquide diminue de taille et ses deux interfaces se rejoignent ($t = 0,0062$ s), (3) la rupture du pont liquide a lieu ($t = 0,0076$ s), (4) les résidus du pont liquide se rétractent sur les parois ($t = 0,0079$ s).

l'avant. Le film finit par se rompre au centre du tube. Aucune éjection n'est alors visible (figure 4.2C). Ce régime de destruction sera noté C.

Pour chaque couple tube-liquide, une seule transition est observée en augmentant la pression. Ainsi, l'utilisation un tube capillaire sec de 1 mm de diamètre avec du glycérol pur entraîne l'observation à relativement faible pression du régime de destruction A et à relativement haute pression du régime de destruction C. Pour le PDF dans un tube capillaire pré-mouillé de 1 mm de diamètre, on observe une transition du régime A au régime B avec l'éjection d'une goutte dont la taille peut varier en fonction de la pression.

Pour analyser ces transitions, nous avons mesuré la vitesse de l'interface arrière du pont liquide aux derniers instants avant la rupture du pont liquide (moyennée sur une distance de $6R$). Cette donnée est beaucoup plus significative que la différence de pression imposée car les ponts liquides accélèrent très fortement dans les derniers instants. La vitesse finale est donc très sensible à la différence de pression imposée durant l'expérience. Sachant que le contrôleur de pression donne des signaux en pression non reproductibles (notamment à cause des temps de réponse), la vitesse finale obtenue n'est pas la même pour deux expériences réalisées avec une même différence de pression introduite en consigne. La vitesse finale du pont est ainsi plus représentative du régime observé et présente une meilleure reproductibilité.

1.3 Nombres sans dimension

Dans cette section nous évaluons les nombres sans dimension pertinents. Les effets physiques qu'il faut considérer sont les effets inertiels, les effets visqueux et les effets de tension superficielle. Les effets de gravité peuvent être négligés car le nombre de Bond (introduit dans un précédent chapitre) reste faible. Les nombres sans dimension classiques comparant ces effets sont :

- Le *nombre de Reynolds* $Re = \frac{\text{Effets inertiels}}{\text{Effets visqueux}} = \rho_l U R / \mu_l$ qui bien sûr compare les effets inertiels et visqueux, avec ρ_l la densité du liquide, U la vitesse caractéristique de déplacement du pont liquide, R le rayon du tube, et μ_l la viscosité du liquide.
- Le *nombre capillaire* $Ca = \frac{\text{Effets visqueux}}{\text{Effets de tension superficielle}} = \mu_l U / \sigma$ (avec σ la tension superficielle) qui compare les contraintes visqueuses et la tension de surface. A faible nombre capillaire, les contraintes visqueuses ne sont pas suffisantes pour déformer l'interface et celle-ci conserve une forme proche du cas statique. A haut nombre capillaire en revanche, les contraintes visqueuses dominent les effets de tension superficielle, et donc les interfaces sont déformées par l'écoulement. Évidemment l'utilisation du nombre capillaire est pertinente à faible nombre de Reynolds, où les effets visqueux dominent les effets inertiels.
- A fort nombre de Reynolds, le nombre capillaire est remplacé par le *nombre de Weber* $We = \frac{\text{Effets inertiels}}{\text{Effets de tension superficielle}} = \rho_l U^2 R / \sigma$. Celui compare les effets inertiels aux effets de tension superficielle. Il caractérise donc l'aptitude d'un écoulement convectif à déformer une interface. On a $We = Ca \times Re$.
- Enfin, le *nombre d'Ohnesorge* $Oh = \frac{\text{Effets visqueux}}{\sqrt{\text{Effets de tension superficielle} \times \text{Effets inertiels}}} = \mu_l / \sqrt{\rho_l \sigma 2R}$ représente la compétition entre trois effets : le transport de quantité de mouvement par convection, le transport de quantité de mouvement par diffusion visqueuse et la tension de surface. Il a pour intérêt principal de caractériser la manière dont un film de liquide se comporte lors de sa rupture comme le montre la publication de Savva et al. [180]. Cet article étudie la rétraction d'un film de liquide lorsque celui-ci est percé (figure 4.4A). Il s'appuie sur les recherches antérieures de Brenner et al. [181] montrant qu'en fonction du nombre Oh , le film se comporte de façon très différente lors de la rétraction (figure 4.4B et C). En effet, on voit qu'à faible nombre d'Ohnesorge, le film se déstabilise [182, 183] et son épaisseur est inhomogène alors qu'à un fort nombre d'Ohnesorge l'épaisseur du film

| Tube | État | liquide | Ca | Re | We | Oh^2 |
|----------|-----------|------------------|-----------|------------|-----------|---------------------|
| 1 mm | pré-dépôt | PFD | 0,1-0,2 | 75-150 | 7-30 | $1,3 \cdot 10^{-3}$ |
| 1 mm | pré-dépôt | glycérol-eau 10% | 0,02-0,1 | 2528-12639 | 10-253 | $3,0 \cdot 10^{-5}$ |
| 1 mm | pré-dépôt | glycérol-eau 60% | 0,1-0,2 | 73-145 | 7-29 | $1,3 \cdot 10^{-3}$ |
| 1 mm | pré-dépôt | glycérol-eau 85% | 0,1-0,2 | 0,75-1,5 | 0,08-0,3 | 0,13 |
| 1 mm | sec | PFD | 0,1-0,2 | 75-150 | 7-30 | $1,3 \cdot 10^{-3}$ |
| 1 mm | sec | glycérol-eau 10% | 0,02-0,1 | 2528-12639 | 10-253 | $3,0 \cdot 10^{-5}$ |
| 1 mm | sec | glycérol-eau 60% | 0,1-0,2 | 73-145 | 7-29 | $1,3 \cdot 10^{-3}$ |
| 1 mm | sec | glycérol-eau 85% | 0,1-0,2 | 0,75-1,5 | 0,08-0,3 | 0,13 |
| 1 mm | sec | glycérol pur | 0,03-0,16 | 0,2-1,2 | 0,005-0,2 | 22,6 |
| 0,636 mm | sec | glycérol-eau 10% | 0,1-0,2 | 8038-16077 | 6,3-161 | $6,2 \cdot 10^{-5}$ |
| 0,636 mm | sec | glycérol-eau 60% | 0,06-0,1 | 28-46 | 4,5-18 | $2,1 \cdot 10^{-3}$ |
| 0,470 mm | sec | glycérol-eau 10% | 0,1-0,2 | 5940-11881 | 4,7-119 | $8,4 \cdot 10^{-5}$ |
| 0,470 mm | sec | glycérol-eau 60% | 0,06-0,1 | 21-34 | 3,3-14 | $2,9 \cdot 10^{-3}$ |

TABLE 4.2 – Nombres adimensionnés associés aux transitions entre les régimes de destruction de pont liquide.

reste relativement homogène. Ainsi, dans notre cas, si le nombre d'Ohnesorge est faible, le film de liquide cassera facilement lors de son élongation aux endroits où son épaisseur est la plus faible. A contrario, a fort nombre d'Ohnesorge, le film relativement homogène pourra s'étirer beaucoup avant de rompre. Il est à noter que le nombre d'Ohnesorge s'exprime en fonction du nombre Capillaire et du nombre de Reynolds selon l'expression : $Oh = \sqrt{Ca/Re}$.

Les valeurs de ces nombres sans dimension à la transition sont données dans le tableau 4.2. Étant donné que $We = Ca \times Re$ et $Oh = \sqrt{Ca/Re}$, deux nombres sans dimension sont suffisants pour comparer l'ensemble des effets (inertiels, visqueux, tension superficielle). Or le régime de rupture d'un pont dépend principalement de deux facteurs : (i) le sens de la courbure de l'interface avant au moment de la rupture qui fixe la transition entre les régimes "haute pression" et "basse pression" et (ii) dans le régime haute pression, l'homogénéité du film dans les derniers instants avant la rupture qui aboutit soit à une rupture par les bords et à l'éjection de gouttes (régime B) ou à un étirement du film avant sa rupture qui aboutit à une rupture par le centre (régime C). Ainsi, le mode de rupture du pont liquide (capacité du film à s'étirer sans se casser) dépend essentiellement du nombre d'Ohnesorge.

De plus, la courbure avant d'un pont liquide dépend de l'angle de contact dynamique de l'interface avant qui lui même dépend essentiellement du nombre capillaire comme démontré expérimentalement par Tanner [184] (figure 4.3) puis théoriquement dans les références [172, 185–187]. Dans ces études, il est montré que la courbure de l'interface avant s'inverse au dessus d'un nombre capillaire de l'ordre de 0,1. Nous conserverons donc ce second nombre sans dimension. C'est pour ces raisons que nous avons retenu ces deux nombres (Ca et Oh) pour tracer le diagramme des différents régimes de rupture.

1.4 Transition entre les régimes

Ce diagramme de phase regroupant l'intégralité des expériences menées pour cette étude est représenté sur la figure 4.5. Les différents régimes sont représentés en fonction du nombre Capillaire et du nombre d'Ohnesorge. Sur cette figure, nous remarquerons que les tubes secs et les tubes pré-mouillés donnent des résultats similaires en ce qui concerne les régimes. On peut alors essayer de comprendre la distinction entre les différents régimes au vu des nombres adimensionnés.

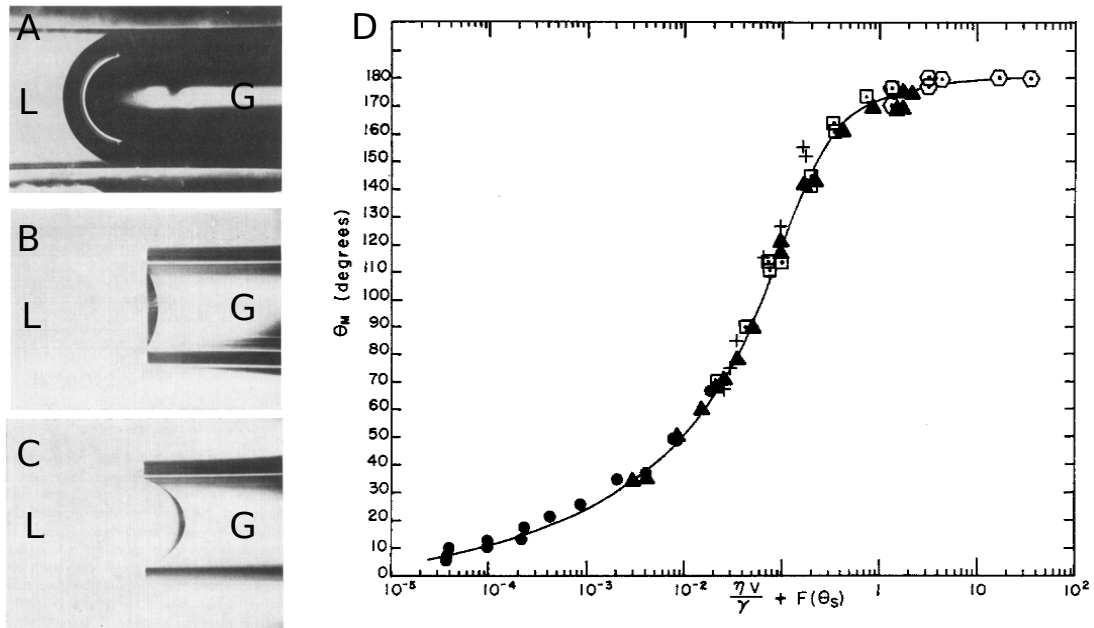


FIGURE 4.3 – A, B et C : Photographies [184] d'un pont liquide semi-infini se propageant dans un tube rempli d'air. Le liquide utilisé est une huile de silicone. On peut voir qu'en fonction de la vitesse de l'interface liquide (L) gaz (G), la courbure du pont liquide change de sens. D : Évolution de l'angle de contact apparent avant en fonction du nombre capillaire Ca .

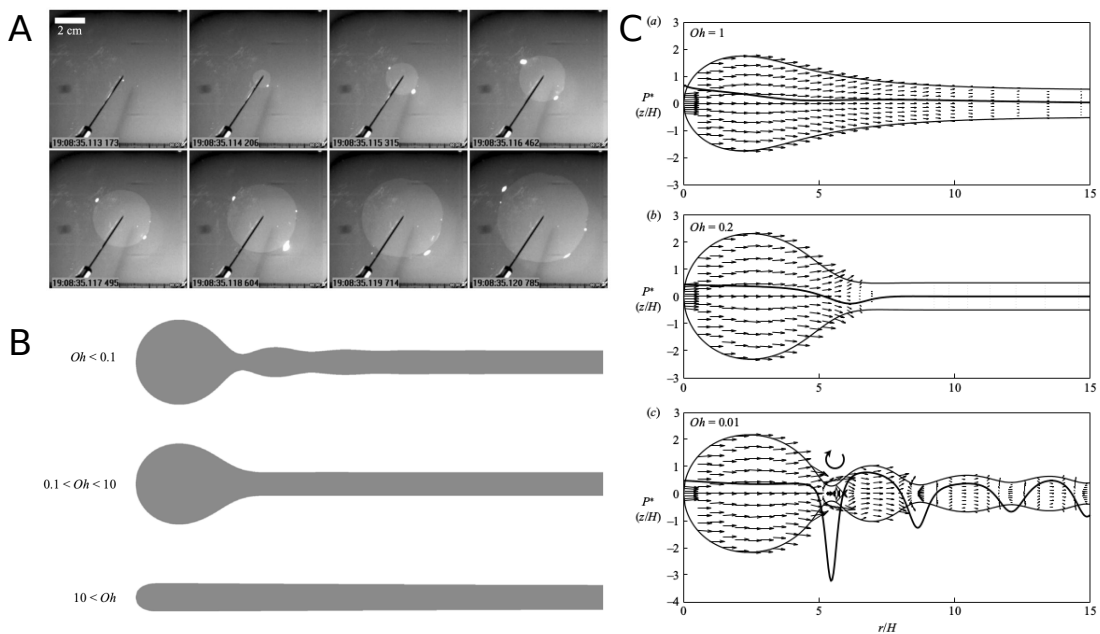


FIGURE 4.4 – A : Chronophotographie de la rétraction d'un film de savon après l'avoir percé en son centre [180]. B : Évolution schématique d'un film de liquide en rétraction à différents nombres d'Ohnesorge [181]. C : Évolution du film en rétraction avec les champs de vitesse pour trois nombres d'Ohnesorge (a : $Oh = 1,0$; b : $Oh = 0,2$; c : $Oh = 0,01$) [180].

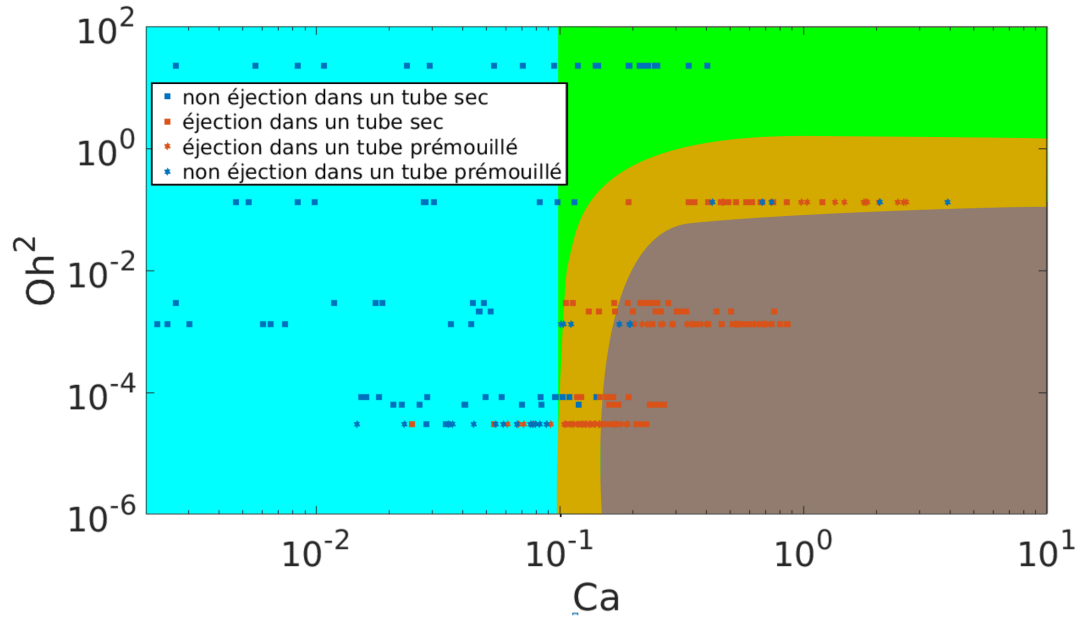


FIGURE 4.5 – Résumé des expériences menées. La zone bleue représente le régime A, la zone grise le régime B et la zone verte le régime C. Enfin la zone orange représente la zone d'incertitude de régime.

Si le nombre capillaire est faible alors l'interface avant conserve un angle de contact apparent faible. Lorsque la taille du pont liquide diminue, les interfaces avant et arrière du pont liquide se rejoignent par le centre. La rupture a donc lieu au centre du tube. Après cette rupture, le reste du liquide se rétracte sur les parois du tube. On observe donc le régime de rupture A.

Si le nombre capillaire est élevé (supérieur à 0,1) alors l'interface avant se retourne (angle de contact élevé) et laisse la possibilité à une éjection de liquide. En effet, si l'interface s'inverse, il peut y avoir rupture du film de liquide de manière symétrique en dehors du centre du tube et ainsi, libération d'une quantité de liquide qui sera éjectée vers l'avant du pont liquide. Ceci n'est possible que si le film de liquide présente une faiblesse locale autrement dit, si le film de liquide se répartie de manière non homogène. On observe donc des éjections et des régimes de rupture qu'avec de faibles nombres d'Ohnesorge.

Si le nombre d'Ohnesorge est élevé, alors l'épaisseur du film a tendance à s'homogénéiser et donc à ne pas présenter de faiblesse. La conséquence est une rupture qui a lieu de nouveau au centre. Cela entraîne le régime C de rupture (sans éjection) pour des nombres d'Ohnesorge forts à modérés.

Malgré une étude de la littérature des jets de liquide [188], nous n'avons trouvé aucune théorie existante permettant de quantifier les transitions entre ces différents régimes de destruction de ponts liquides. Il est également important de remarquer que le régime d'éjection de liquide (régime B) n'avait jamais été observé avec un fluide Newtonien (l'éjection d'une goutte de liquide a été observée durant ma thèse par un groupe de recherche réalisant des études dynamiques de ponts liquides non-Newtonien [68] comme on peut le voir sur la figure 4.6). C'est donc un phénomène nouveau.

1.5 Volume éjecté

Dans le cadre d'un régime de rupture avec éjection de liquide, nous nous sommes intéressés à l'évolution de l'éjection de liquide (figure 4.7). Ces mesures ont toutes été effectuées avec des tubes pré-mouillés $\frac{h_p}{R} = 0,01$. La raison de cette sélection est simple. Lorsque les tubes ne sont pas pré-mouillés, le pont liquide avance sur une surface sèche. Cette surface sèche, bien que nettoyée, présente des hétérogénéités comme de la rugosité entraînant des angles de contact non

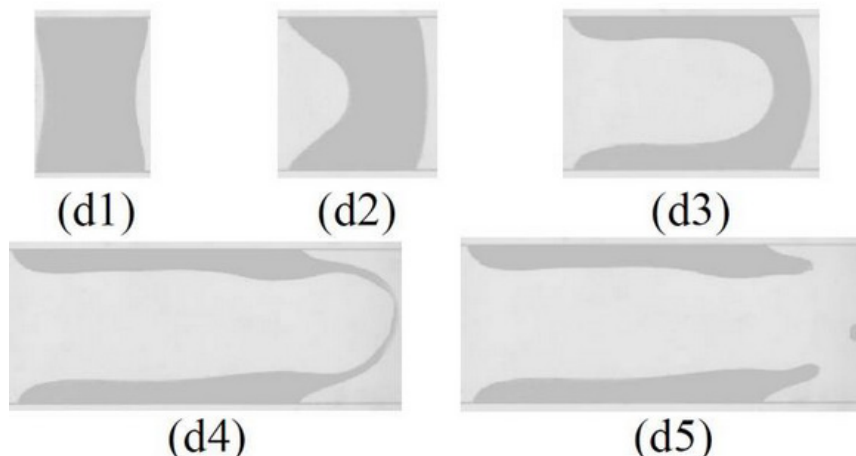


FIGURE 4.6 – Chronophotographie de la rupture d'un pont liquide non-newtonien entraînant l'éjection de liquide [68].

parfaitement symétrique. La courbure du pont liquide est donc légèrement perturbée. Lors de la rupture du pont liquide, la non-symétrie cylindrique de la courbure entraîne une éjection qui n'est pas parfaitement dans la direction du tube. La goutte ou les gouttes éjectées sont alors envoyées sur les parois, rendant très difficile leur observation. Le pré-mouillage permet de passer outre cette difficulté et d'obtenir des éjections de liquide qui se propagent le long du tube. On peut alors mesurer aisément le volume de liquide éjecté.

On remarque que le volume éjecté par le pont liquide augmente en fonction du nombre capillaire et que cette évolution dépend du nombre d'Ohnesorge. En effet, le mélange eau-glycérol à 60% et le PDF présente le même Oh , en conséquence l'évolution du volume éjecté est la même. On peut également remarquer que le volume éjecté pour les très forts Ca s'effondre avec une variabilité importante. Ceci peut s'expliquer avec la figure 4.8. A très haute vitesse, le pont liquide est atomisé en de nombreuses gouttelettes rendant la mesure de volume éjecté quasiment impossible. Ceci explique l'évolution de la figure 4.7 aux plus hauts nombres capillaires.

1.6 Perspectives

Cette éjection de liquide lors de la rupture d'un pont liquide ainsi que l'utilisation de très fortes pressions évoque les mécanismes de la toux ou de l'éternuement du corps humain [32](chapitre 1) utilisés pour désobstruer les voies respiratoires. L'atomisation de liquide pourrait donc être l'un des mécanismes permettant l'évacuation du mucus. Cette remarque est parfaitement en lien avec les études menées sur l'éternuement et la toux montrant de fortes éjections de liquide sous forme de gouttelettes transportées dans le flux d'air (figure 4.9).

Ce mécanisme de création de gouttelettes pourrait également servir à la création de gouttelettes de taille calibrée pour des applications industrielles ou médicales comme le nébuliseur. Rappelons qu'un nébuliseur est un appareil permettant de créer un grand nombre de gouttelettes de liquide (substances médicamenteuses) afin que celles-ci restent en suspension dans l'air et soit inhalées par le patient.

1.7 Autres phénomènes observés

Nous finirons cette partie par présenter deux phénomènes remarquables associés à ces expériences que nous n'avons malheureusement pas eu le temps d'explorer plus en détail.

Suite à la destruction d'un pont liquide, une partie du volume du liquide reste sur les parois

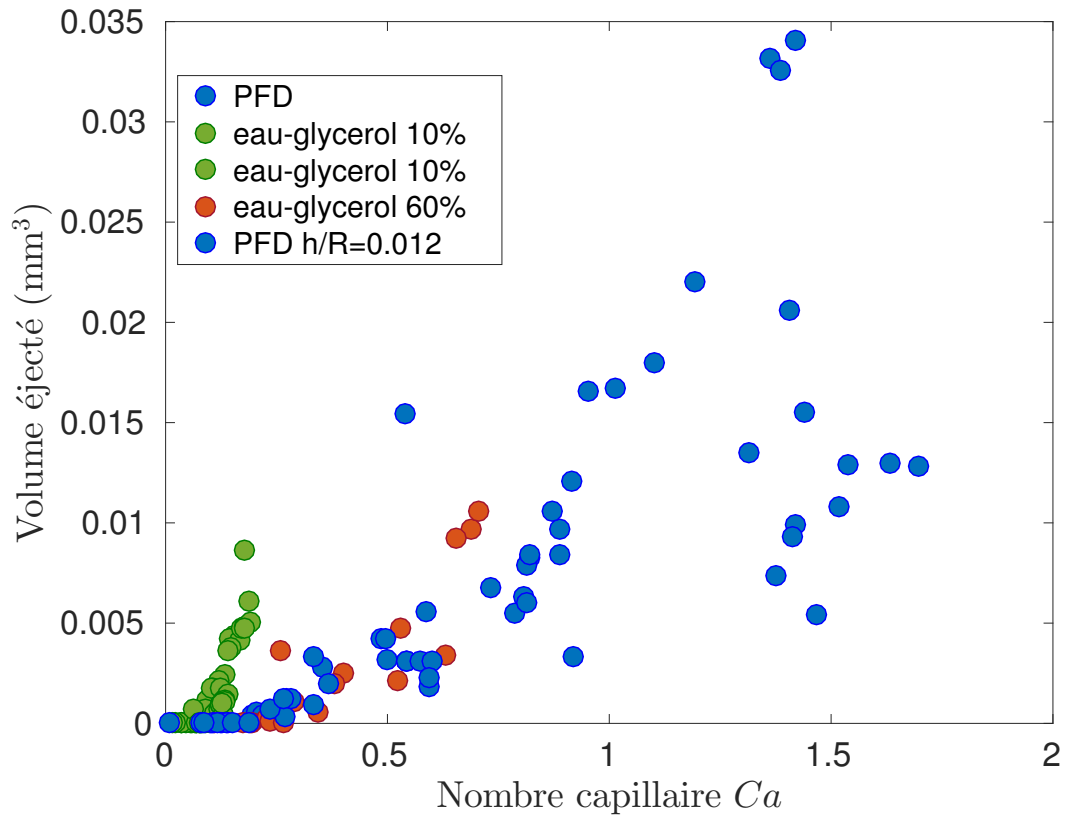


FIGURE 4.7 – Volume de liquide éjecté pour une rupture de type B en fonction du nombre capillaire Ca pour trois liquides.

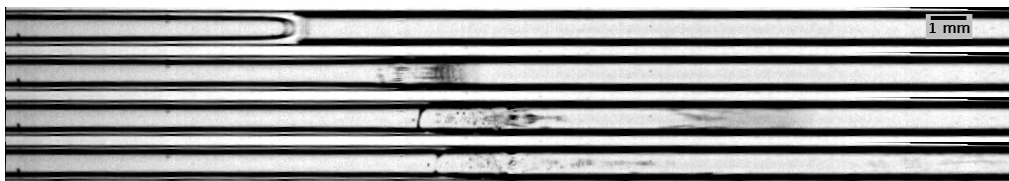


FIGURE 4.8 – Chronophotographie de la destruction d'un pont liquide de PFD de taille initiale $7 \mu\text{L}$ dans un tube pré-mouillé avec une différence de pression ΔP de 50 mbar. Les images sont séparées de 0,67 ms.

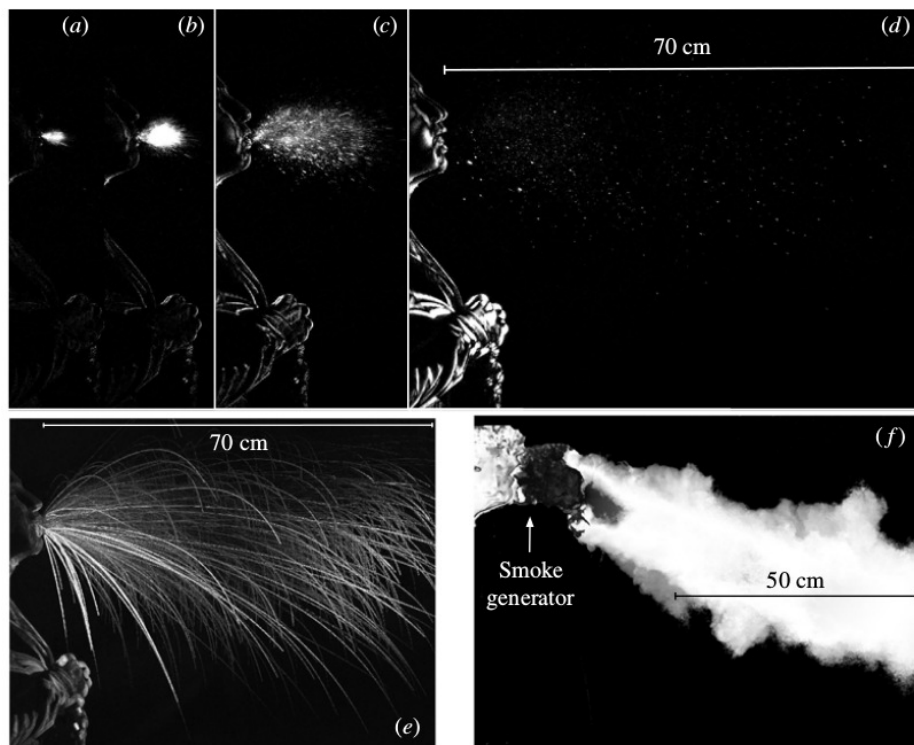


FIGURE 4.9 – Des images à grande vitesse d'une toux enregistrée à 1000 images par seconde révélant la dynamique du gaz expulsé et des gouttelettes éjectées. (a) $t = 0,006$ s, (b) $t = 0,01$ s, (c) $t = 0,029$ s et (d) $t = 0,106$ s. (e) De grandes gouttelettes sont éjectées et leurs trajectoires sont représentées sur cette image de série. (f) Un écoulement typique de toux modélisé à l'aide d'un générateur de fumée et enregistré à 2000 f.p.s. Image adaptée [189].

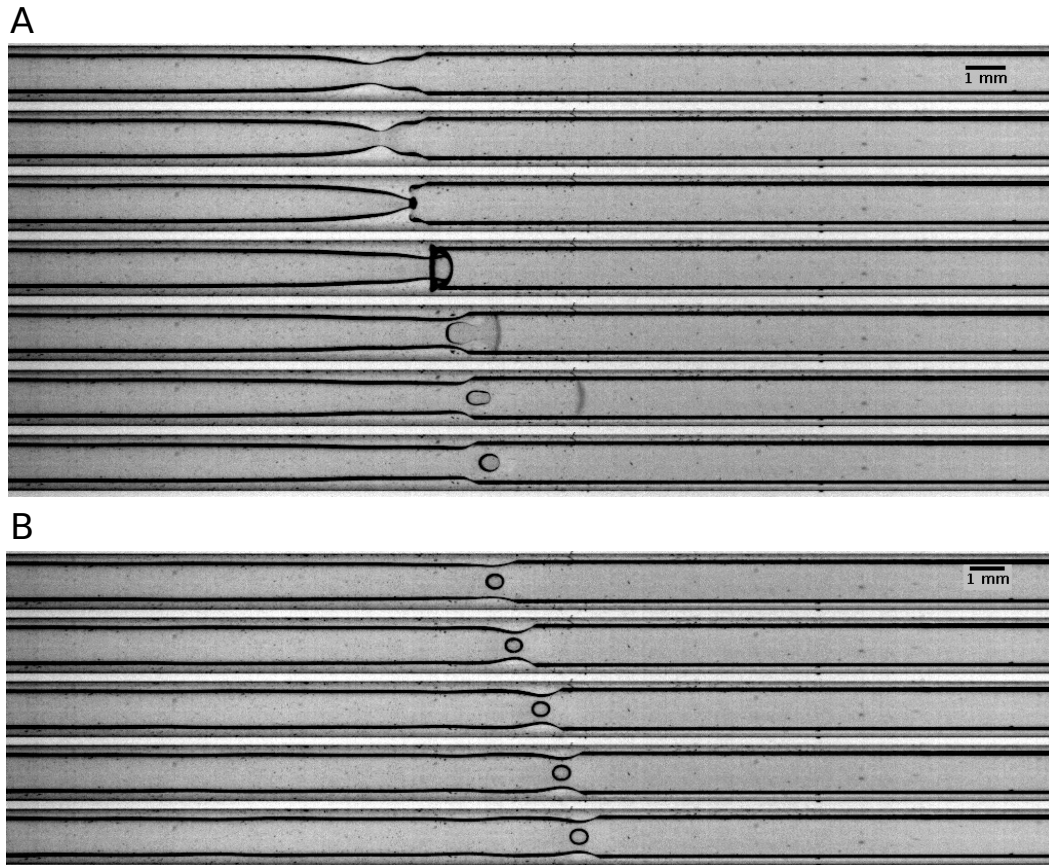


FIGURE 4.10 – A : Chronophotographie représentant les quelques instants suivant la destruction d'un pont liquide de $5 \mu\text{L}$ de PFD à une pression de 20 mbar dans un tube capillaire sec. Le contrôleur en pression continuant d'imposer une différence de pression, l'écoulement d'air a lieu au centre du tube. On observe alors la formation et la destruction d'un pont liquide donnant lieu à la création d'une goutte ou d'une bulle restant sur place. Chaque image est séparée de la suivante par une durée de 0,67 ms. B : Chronophotographie du déplacement de cette goutte-bulle sous l'effet du déplacement du bourrelet de liquide resté sur les parois. Chaque image est séparée de la suivante par une durée de 0,67 ms.

du tube. Ce volume forme un bourrelet de liquide. L'écoulement d'air entraîne le liquide du film vers le bourrelet. On observe tout d'abord un phénomène de reformation rapide du pont liquide donnant lieu quasi-immédiatement à sa destruction (figure 4.10A). La destruction du pont liquide donne lieu à la création d'une goutte ou d'une bulle stable. Celle-ci reste piégée à un point fixe au centre du tube, malgré le débit d'air.

Cette goutte ou bulle reste sur place pendant un long moment. Le bourrelet de liquide sur les parois est ensuite entraîné par l'écoulement d'air au centre du tube. On remarque alors que la bulle ou goutte se déplace à la même vitesse que le bourrelet sur les parois du tube (figure 4.10B). Nous soupçonnons un effet Coanda d'être responsable de cette évolution.

Nous tenons à préciser que ces expériences sont reproductibles et relativement facile à reproduire pour le PFD, le mélange eau-glycérol à 10 % et le mélange eau-glycérol à 60 %.

2 Étude numérique

Pour essayer d'obtenir plus d'information sur la physique sous-jacente à ces ruptures de ponts liquides mais aussi quantifier le stress exercé sur la paroi lors du déplacement et la rupture d'un pont liquide, nous avons essayé de simuler ces comportements à l'aide du logiciel de simulation numérique directe Gerris basé sur la méthode Volume of Fluid [190].

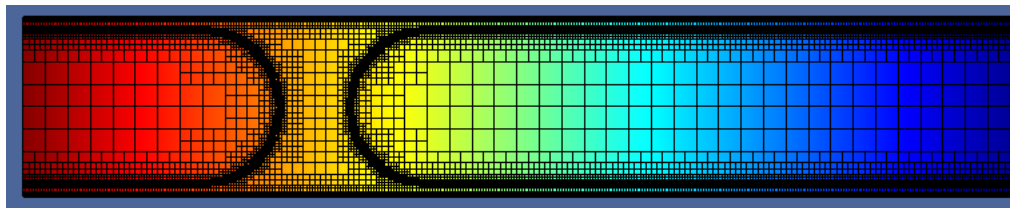


FIGURE 4.11 – Schéma du problème de mécanique des fluides étudié numériquement sous Gerris. On voit ici un pont liquide dans un tube capillaire. Le champ de pression est représenté ici en couleur et on peut voir le maillage adaptatif du logiciel Gerris.

Nous avons donc effectué des simulations de l'écoulement d'un pont liquide dans un tube capillaire de rayon intérieur 1 mm pré-mouillé. L'écoulement est créé à l'aide d'une différence de pression constante entre les deux extrémités du tube (figure 4.11).

2.1 Équations physiques, méthodes et maillage

L'évolution de notre système est donnée par l'équation de Navier Stokes et l'équation de conservation du volume (fluide incompressible)

$$\rho \frac{D\vec{v}_k}{Dt} = -\overrightarrow{grad}(P_k) + \mu \Delta \vec{v}_k + \sigma \kappa (\delta_s \vec{n}) \quad (4.1)$$

$$\text{div}(\vec{v}) = 0 \quad (4.2)$$

avec $k = 1$ ou 2 selon que l'on est dans la phase 1 ou 2, ρ_k , \vec{v}_k , P_k et μ_k la densité, le champ de vitesse, le champ de pression et la viscosité de la phase k , t le temps, σ la tension superficielle entre les deux fluids et \vec{n} le vecteur normal à la surface de contact entre les deux fluids non-miscibles.

Dans Gerris, les deux phases sont repérées par un traceur noté $T(\vec{r}, t)$ avec \vec{r} le vecteur position et t le temps. L'évolution du champ de ce traceur est donnée par l'équation de conservation suivante :

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \text{div}(T\vec{v}) = 0 \quad (4.3)$$

Nous avons adopté la convention suivante : $T = 1$ pour l'air et $T = 0$ pour le liquide. La viscosité du fluide μ et la masse volumique ρ sont toutes les deux des fonctions du champ T . On a alors un fluide se comportant mécaniquement comme de l'air lorsque $T = 1$ et comme du liquide lorsque $T = 0$.

L'équation de Navier-Stokes est ensuite résolue par Gerris dans chacune des phases via une méthode de volumes finis [190]. L'interface entre les différents fluids est suivie à l'aide d'une méthode VOF (Volume of Fluid).

La discrétisation spatiale se fait à l'aide d'une méthode Octree, qui permet de réaliser un maillage auto-adaptatif à partir de cellules carrées qui peuvent être divisées en 4 carrés de plus faibles dimensions suivant le besoin du calcul. L'utilisateur de Gerris fixe le nombre maximal de redéfinition du maillage (nombre de division du maillage). Ceci donne une très grande flexibilité à la simulation car le raffinement du maillage est réalisé à chaque étape selon les besoins du calcul (figure 4.11). Le maillage se concentre donc sur les interfaces entre les fluids et sur toutes les zones à forts gradients. [191].

L'écoulement étant à symétrie cylindrique, nous utilisons la package GfsAxi de Gerris pour résoudre les équations en 2D axisymétrique.

Au niveau du maillage, la définition de la plus petite maille est fixée par la nécessité d'une simulation convergente et par la taille de rupture d'un film de liquide. En effet, Gerris considère qu'un film de liquide rompt si la taille de ce film est inférieure à la taille de la plus petite maille

possible. Il faudrait donc que la plus petite redéfinition du maillage corresponde à la taille de rupture d'un film de liquide [149]. D'après Erneux et al. [192] la taille typique de rupture d'un film de liquide est de 10 à 100 nm. En définissant le niveau de redimensionnement du maillage par n et en considérant un tube de rayon 500 μm , on a $500000/2^n \leq 100$. On obtient alors $n \geq \frac{\log(50000)}{\log(2)} \approx 12,3$. Il faudrait donc un raffinement de $n = 13$. Cette redéfinition est beaucoup trop importante pour pouvoir être supportée par un ordinateur ou par un supercalculateur tel que ceux de l'Université Lille 1. Nous avons donc du sacrifier ce critère.

Le remaillage a donc été défini par une étude de converge montrant une faible influence (moins de 2 %) pour une redéfinition de $n = 7$ à $n = 8$. Nous choisissons pour des questions purement techniques (temps de calcul) $n = 7$. En fonction des pressions choisies, les simulations parallélisées durent alors entre 72 heures et 150 heures.

A ce stade, il est également important de préciser que la rupture du film ne pourra pas être fidèle aux expériences à causes de ces limitations techniques. De plus, au moment de la rupture du film liquide, les volumes d'air de part et d'autre du pont liquide, qui sont à des pressions différentes, sont brutalement mis en contact. Cette différence de pression s'équilibre dans les expériences via des phénomènes de compressibilité des fluides qui ne peuvent être simulés par le code Gerris qui est limité aux fluides incompressibles. Ainsi l'évolution simulée après rupture du film liquide ne correspondra pas aux évolutions expérimentales. Il est à noter que ce dernier point pourrait être résolu par l'utilisation du logiciel Basilisk (suite de Gerris) qui permet lui de prendre en compte les effets de compressibilité.

2.2 Adimensionnement des équations

L'équation résolue par le code gerris est la suivante :

$$\frac{D\vec{v}}{Dt} = \text{alpha}(-\overrightarrow{\text{grad}}(P) + \text{SourceViscosity}\Delta\vec{v} + \text{GfsSourceTension.GfsVariableCurvature}(\delta_s\vec{n})) \quad (4.4)$$

Fullana et al. [193] ont étudié avec Gerris l'écoulement dans un canal cylindrique d'une "bulle" d'un premier fluide plongé dans un autre fluide non miscible de même densité et de même viscosité séparés par une interface de tension de surface σ (figure 4.12). Dans ce cas, les nombres de Reynolds sont identiques pour chacune des phases et il est donc possible d'adimensionner les équations sous la forme :

$$\frac{D\vec{v}^*}{Dt^*} = -\overrightarrow{\text{grad}}^*(P^*) + \frac{1}{Re}\Delta^*\vec{v}^* + \frac{1}{We}\kappa^*(\delta_s^*\vec{n}) \quad (4.5)$$

où les grandeurs sans dimensions sont notées avec des astérisques *, $Re = \frac{\rho UR}{\mu}$ désigne le nombre de Reynolds, $We = \frac{\rho U^2 R}{\sigma}$ le nombre de Weber, $\vec{v}^* = \vec{v}/U$ la vitesse adimensionnée, $x^* = x/R$ la distance adimensionnée, $t^* = tR/U$ le temps adimensionné, et $P^* = P/(\rho U^2)$ la pression adimensionnée, $\kappa^* = \kappa R$ la courbure adimensionnée, $\delta_s^* = \delta_s R$, U la vitesse typique de l'écoulement et R la longueur caractéristique de l'écoulement (dans ce cas le rayon du tube).

Il est important de noter que cette situation est très différente de la situation que nous souhaitons simuler ici :

- Premièrement les inclusions sont appelées "bulles" alors que l'égalité des densités et des viscosités ne peut correspondre physiquement qu'au cas d'une goutte d'un liquide 1 plongée dans un liquide 2 non miscible et dont la densité et la viscosité seraient très proches. Ce cas est beaucoup plus simple à simuler numériquement avec les méthodes VOF car les "courants parasites" correspondant à des ondes capillaires induites par des imprécisions sur l'estimation numérique de la courbure à l'interface (intrinsèque à la méthode VOF) sont très rapidement atténués dans le cas de deux liquides visqueux. Pour un liquide et un

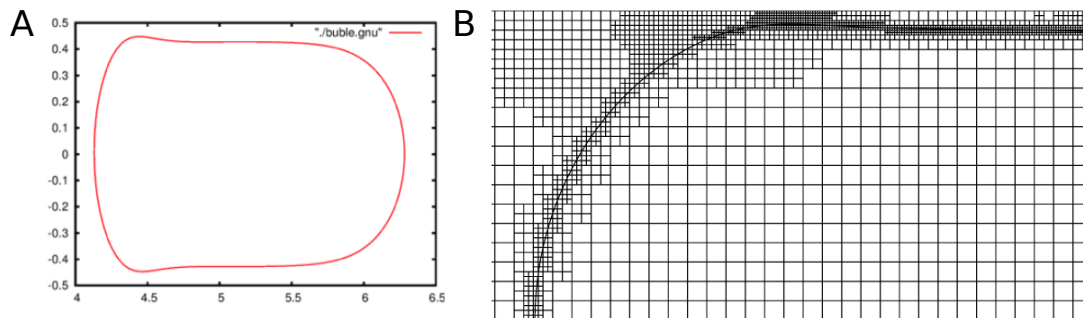


FIGURE 4.12 – Résultat d'une simulation sous Gerris [193]. A : Bulle typique à l'état stationnaire. B : Raffinement du maillage à l'arrière de la bulle.

gaz en contact, ces "courants parasites" sont plus forts et induisent des erreurs numériques qu'il est difficile de supprimer, comme nous le verrons dans la suite de cette section.

- Ensuite même dans le cas d'une "vraie bulle" poussée par un liquide reste très différent (et beaucoup plus simple numériquement) que le cas d'un pont liquide poussé par un doigt d'air. Dans le cas du déplacement d'une bulle par un doigt de liquide, les pertes de pression induites par la déformation des interfaces de la bulle (phase dispersée) restent faibles devant la dissipation visqueuse dans la phase continue (liquide). Ainsi, l'évolution de la forme de la bulle influe peu sur la résistance à l'écoulement et l'écoulement reste relativement stable. En revanche, dans le cas de ponts liquides, la quasi-totalité des pertes de pression se fait sur les interfaces et dans le volume du pont liquide. Par conséquent l'évolution du pont liquide influe considérablement sur la résistance à l'écoulement. C'est ce qui est à l'origine du phénomène accélératif décrit dans le deuxième chapitre. Cette accélération induit des variations rapides de la forme de l'interface qui de nouveau activent les "courants parasites". De plus au moment de la rupture du pont liquide, les pressions de part et d'autre sont mises en contact induisant de nouveau une instabilité numérique dans un code qui ne tient pas compte de la compressibilité. Le cas que nous avons essayé de simuler est donc très complexe numériquement.

L'adimensionnement décrit précédemment ne fonctionne que pour des fluides de même densité et viscosité. En effet, si l'écoulement d'un fluide incompressible unique peut être adimensionné par le seul nombre de Reynolds, l'écoulement de deux fluides en contact nécessite non seulement la connaissance des nombres de Reynolds pour chacune des phases mais aussi de la viscosité à cause de la condition d'égalité des contraintes visqueuses tangentielles à l'interface. En effet, le principe de réaction mécanique implique à l'interface entre deux fluides (notés 1 et 2) :

$$\mu_1 \frac{\partial \vec{v}}{\partial \vec{n}} = \mu_2 \frac{\partial \vec{v}}{\partial \vec{n}} \quad (4.6)$$

Ainsi, en définissant le terme de viscosité telle que $\text{SourceViscosity} = \frac{1}{Re}$, nous remplaçons numériquement les viscosités par les inverses des nombres de Reynolds. Cette modification donne donc un résultat complètement erroné à cause de la différence de densité des deux fluides. Il faut donc modifier notre approche.

Comme la taille des boites de calcul dans Gerris est sans dimension, le calcul doit être adimensionné au niveau des variables spatiales :

$$\frac{D\vec{v}}{Dt} = \frac{1}{\rho L} \left(-\overrightarrow{\text{grad}}^*(P) + \frac{\eta}{L} \Delta^* \vec{v} + \frac{\sigma}{L} \kappa^* (\delta_s^* \vec{n}) \right)$$

Ainsi les paramètres suivants ont été rentrés dans Gerris :

- $\text{alpha} = \frac{1}{\rho L}$

- SourceViscosity = $\frac{\eta}{L}$
- GfsSourceTension = $\frac{\sigma}{L}$.

Néanmoins, suite aux résultats que nous avons obtenus et une remise à plat de nos calculs, nous soupçonnons une erreur dans cet adimensionnement par rapport à la définition des variables sous Gerris. Des essais sont en cours pour vérifier cette hypothèse.

2.3 Conditions aux limites

Les conditions aux limites sont critiques pour obtenir des simulations convergentes. En particulier, des problèmes d'instabilité du film liquide peuvent apparaître si les mauvaises conditions sont imposées sur les parois latérales. Les conditions qui ont été retenues pour les simulations sont les suivantes :

Parois latérales :

- Des pression constantes P_G et P_D (condition de Dirichlet) sont imposées sur les parois latérales gauche et droite du tube dans l'air ($r < R - h$, où h désigne l'épaisseur du film liquide), avec $P_G - P_d = \Delta P$ le delta de pression à l'origine de l'écoulement. Dans le film de pré-mouillage, en revanche, la pression imposée est $P_k - \frac{\text{GfsSourceTension}}{(R-h_p)/R}$ (avec $P_k = P_g$ pour la paroi latérale gauche et $P_k = P_d$ pour celle de droite) afin de tenir compte de la discontinuité de pression à l'interface liquide-gaz donnée par la loi de Laplace.
- Une deuxième condition de Dirichlet est imposée pour le traceur T sur les parois latérales afin d'éviter une déstabilisation du film de pré-mouillage sur le bord (cf figure 4.13 représentant l'évolution du film en l'absence de cette condition). On a donc $T = 1$ pour la partie centrale du tube ($r < R - h$) et $T = 0$ dans le film de pré-mouillage ($R - h < r < R$).
- Étant donné qu'une condition de Dirichlet est imposée pour la pression, une condition de Neumann (dérivée du champ dans la direction normale à la limite du domaine) doit être imposée pour la vitesse. On impose alors la dérivée des deux composantes de la vitesse comme étant nulle.

Paroi supérieure et condition au centre :

- La paroi supérieure correspond physiquement à la paroi du tube rigide. Par conséquent une condition de vitesse nulle est imposée sur cette surface. On a donc deux conditions de Dirichlet sur les deux composantes de la vitesse pour obtenir une valeur nulle de la vitesse.
- La partie centrale du tube correspond à une symétrie par rapport à la partie basse du tube. On a donc uniquement une contrainte de Dirichlet sur la vitesse radiale donnant 0 au centre.

2.4 Premiers résultats

Nous avons réalisé de nombreuses séries de simulation pour régler les différents problèmes de convergence. Nous sommes arrivés à un code relativement stable.

Grâce à ces simulations, il est possible de retrouver les phénotypes que présentent les ponts liquides durant les derniers instants de leur existence (figure 4.14). On voit que l'on a bien des ponts liquides dont la courbure de l'interface avant peut s'inverser si la pression appliquée est suffisamment élevée. On peut donc observer les différents phénotypes de rupture de pont liquide en concordance avec ceux observés expérimentalement. Néanmoins, les figures représentant la pression montrent que le calcul du champ des pressions devient très instable dans les derniers instants précédant la rupture du pont liquide. Ceci peut s'expliquer à l'aide des remarques formulées par de Hoang et al. [194]. Ces auteurs expliquent que l'utilisation de la méthode VOF

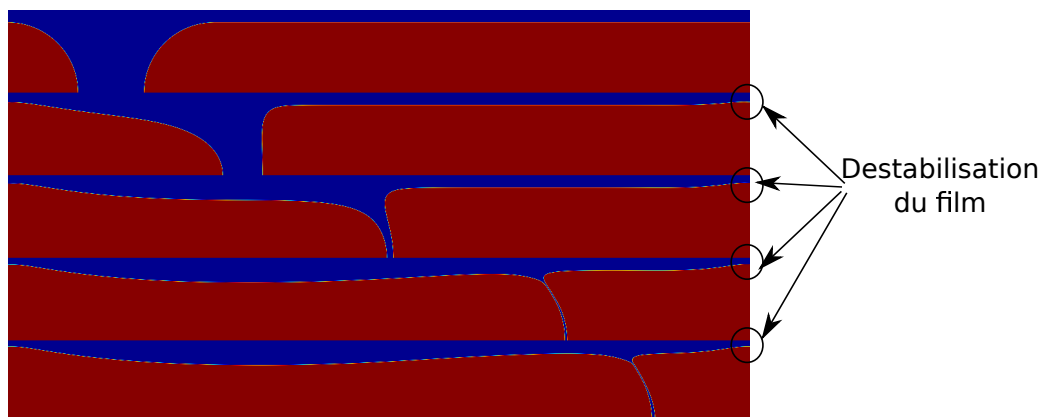


FIGURE 4.13 – Chronographie d’une simulation de pont liquide soumis à une différence de pression constante. Ces images représentent la partie supérieure du tube à différents instants. Le liquide est représenté en bleu et l’air en rouge. On peut observer la déstabilisation du film issue de l’absence de la condition de Dirichlet sur la phase T . Cette déstabilisation s’accompagne d’une forte instabilité des pressions se propageant sur toute la simulation.

(volumes finis) implique des problèmes de convergence et des erreurs lorsque cette méthode est appliquée à des écoulements diphasiques confinés à cause d’erreurs numériques sur le positionnement de l’interface. En conséquence, les films minces ne peuvent être résolus qu’à un coût numérique très élevé (que nous ne pouvons pas simuler avec nos moyens numériques) ce qui aboutit à des erreurs numériques dans les derniers instants précédant la rupture.

Le code nous a ensuite permis de calculer les contraintes exercées par l’écoulement sur la paroi comme nous pouvons le voir sur la figure 4.15. On peut constater que les contraintes s’appliquant sur les parois du tube augmentent lorsque la taille du pont liquide diminue jusqu’à atteindre un maximum juste avant la rupture (courbe verte). Ces résultats sont parfaitement en accord avec les résultats obtenus par Hassan et al. [149] comme on peut le voir sur la figure 4.16 dans des conditions de forçage similaires. Les contraintes suivent les mêmes formes quelques instants avant la rupture. Conformément aux simulations de Hassan et al., on observe une augmentation des contraintes de pression et de viscosité sur les parois jusqu’à la rupture du pont de liquide (figure 4.16C et D)). Sachant que ce sont les forts gradients de pression et les contraintes visqueuses qui sont responsables des dégâts causés aux cellules épithéliales dans les voies respiratoires lors de la propagation de ponts liquides [138–140], ces résultats confirment que la rupture d’un pont liquide entraîne de forts dégâts sur les parois de l’arbre bronchique. Cette remarque est en accord avec les observations des dégâts causés par la propagation de ponts liquides dans des voies respiratoires [140] et les emphysèmes qui en résultent (chapitre 1).

Il est à noter que la grande différence entre le code Gerris et le code basé sur la méthode des éléments finis de frontière (Boundary Element Method) utilisé par Hassan et al., est que Gerris n’est pas limité aux écoulements à faibles nombres de Reynolds alors que la méthode des éléments finis de frontière est valable uniquement pour les écoulements laminaires (régime de Stokes). Or cette étude a été réalisée dans l’objectif de caractériser les contraintes aux parois dans les différents régimes de rupture des ponts liquides.

On remarque néanmoins que notre code donne une transition entre les différents régimes de rupture qui n’a pas lieu à la même vitesse ou à la même pression qu’avec nos expériences. De manière générale, le pont liquide a une vitesse dans nos simulations beaucoup trop faible par rapport à la vitesse observée dans les simulations de la littérature et le modèle proposé dans notre chapitre 2. Pour vérifier cela, nous avons réalisé une simulation correspondant aux conditions d’application de notre modèle analytique de déplacement de pont liquide (faible Re , faible Ca et faible Bo). Nous avons considéré un pont liquide de PDF poussé à une faible pression

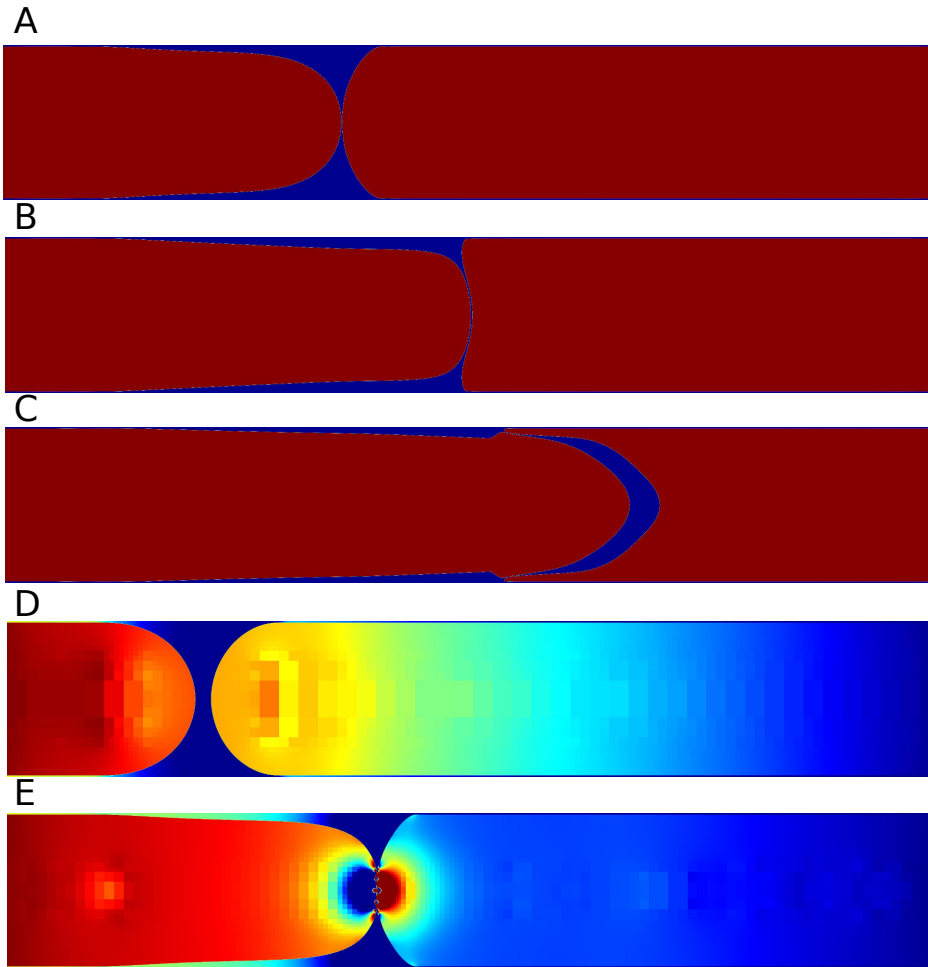


FIGURE 4.14 – Chronophotographie de simulations de pont liquide soumis à une différence de pression constante. A : Pont liquide de PFD soumis à une pression de $\Delta P = 0,01$. On voit que la courbure de l'interface avant est opposée à la courbure de l'interface arrière. Le régime de rupture A sera sûrement observé. B : On observe un changement de courbure pour $\Delta P = 1$ mbar. C : Ici la même simulation est menée mais avec $\Delta P = 10$ mbar. On voit très bien le volume qui sera éjecté durant la rupture du pont. D : Champ de pression (échelle arbitraire) correspondant aux premiers instants de de la simulation de la figure A. E : Champ de pression correspondant à la figure A. on voit très bien la pression qui devient instable car la rupture du film ne peut être correctement gérée avec Gerris.

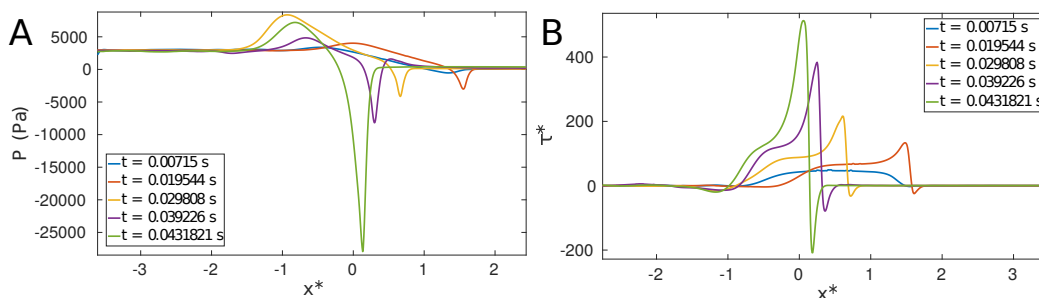


FIGURE 4.15 – Simulation d'un pont liquide avec les caractéristiques mécaniques du PFD dans un tube de 1 mm de diamètre avec une pré-couche $\frac{h_p}{R} = 0,05$ soumis à une différence de pression ΔP de 3000 Pa. Les contraintes mécaniques s'appliquant aux parois sont mesurées à différents instants $t = 7,15; 19,54; 29,80; 39,23; 43,18$ ms correspondant respectivement à une taille du pont liquide de $\tilde{l} = 0,93; 0,836; 0,06490; 0,343; 0,164$. La coordonnée x^* correspond à la position le long du tube relative à l'interface arrière du pont liquide ($x_r = 0$). A : Évolution de la pression du fluide proche de la paroi à différents instants. B : Évolution de la contrainte visqueuse sur les parois du tubes avec $\tau^* = \frac{\partial v_x}{\partial x^*}$

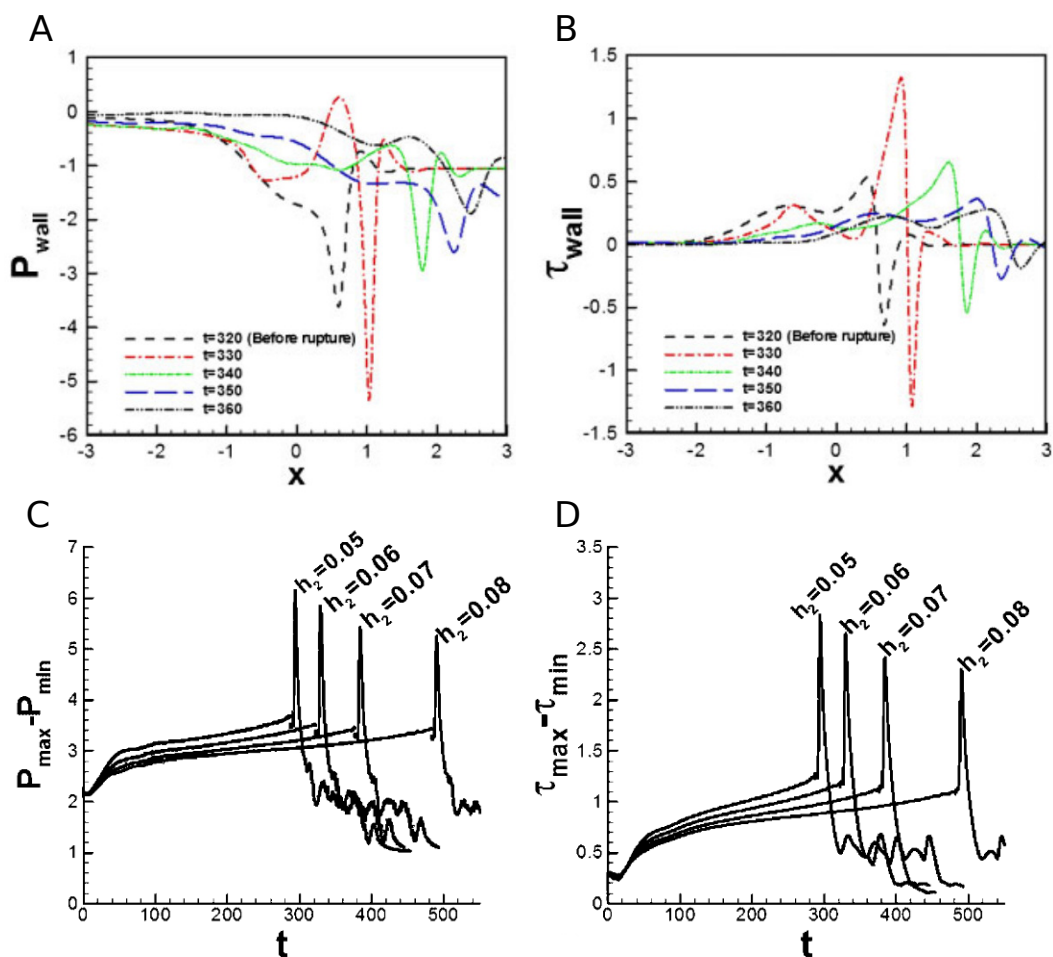


FIGURE 4.16 – Simulations d’un pont liquide réalisées par Hassan et al. [149] avec $\Delta P = \frac{\sigma}{R}$, la taille initiale du pont liquide est fixée à $\tilde{l} = 1$, $\frac{h_p}{R}$ (sur ces figures h_p est noté h_2) et le nombre d’Ohnesorge est fixé à 0,0316. A et B : Contraintes de pression et de cisaillement sur les parois du tube. La rupture du pont liquide a lieu à $t = 330$. L’adimensionnement choisi est donné par la vitesse caractéristique $u = \frac{\sigma}{\mu}$, la pression $p = \frac{\sigma}{R}$ la distance R et le temps $t_0 = \frac{\mu R}{\sigma}$. C et D : Évolution des différences maximales de pression et des différences maximales de contrainte visqueuse.

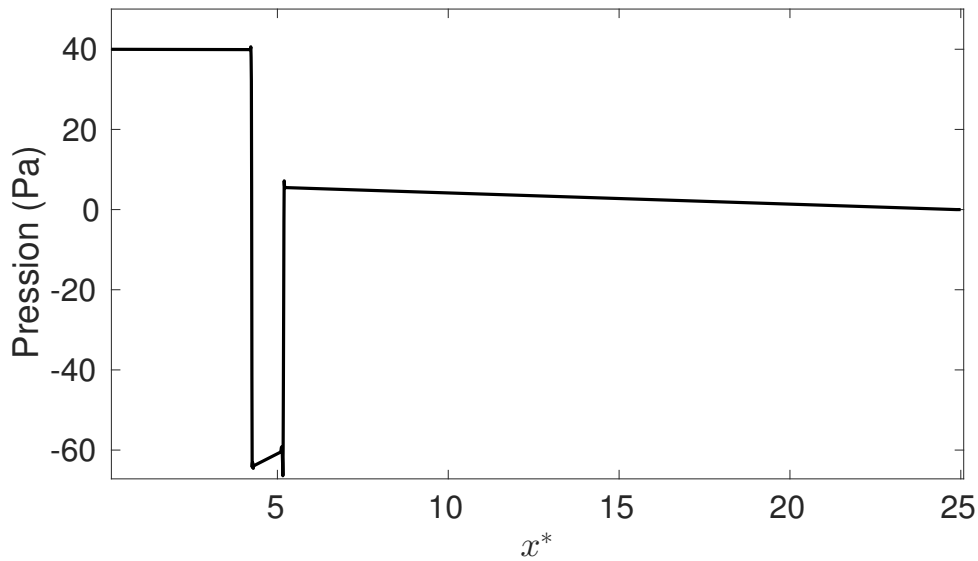


FIGURE 4.17 – Évolution de la pression au centre du tube durant le mouvement d'un pont liquide de PDF de taille initiale $\tilde{l} = 1$, $\Delta P = 40$ Pa et $\frac{h_p}{R} = 0,05$.

$\Delta \tilde{P} = 0,2591$ (soit $\Delta P = 0,4$ mbar), $\frac{h_p}{R} = 0,05$ et la taille initiale du pont liquide étant $\tilde{l} = 1$. On obtient alors une vitesse adimensionnée Ca d'environ 3.10^{-5} alors que les simulations de Hassan et al. ainsi que notre modèle prévoit une vitesse Ca d'environ 4.10^{-2} . De même, les contraintes aux parois donnent des écarts significatifs en ordre de grandeur (et non pas en forme) entre les simulations de Hassan et al. et nos simulations.

Nous avons donc essayé de trouver l'origine de ce problème en regardant l'évolution de la pression au centre du tube durant la simulation (figure 4.17). Tout d'abord, on peut voir les sauts de pression aux interfaces et le gradient de pression important dans le liquide. Ces deux observations respectent une évolution normale vis-à-vis de la théorie développée dans le chapitre 2. On peut ensuite remarquer un gradient de pression non négligeable dans la partie droite de l'air. Ce gradient de pression est caractéristique d'une forte résistance à l'écoulement alors que cette résistance est négligeable. Nous avons évalué le gradient de pression sur cette figure 4.17 : $\frac{\partial P}{\partial x_{air}} = 10147$ Pa/m. Nous avons également évalué le gradient de pression associé à un écoulement de Poiseuille d'air dans un tube de rayon $R - h_p$ et nous avons obtenu $\frac{\partial P}{\partial x_{th}} = 11,5$ Pa/m. Cette évolution est donc anormale. Remarquons de plus que cette évolution n'est présente que sur la partie droite du tube et que la partie gauche n'est pas soumise à ce problème. Nous pensons que ces erreurs proviennent d'une erreur dans l'adimensionnement des équations par rapport à la manière dont les paramètres sont implémentés dans Gerris.

Si on s'intéresse à l'évolution de la pression au sein du pont liquide on peut également observer des points anormaux comme sur la figure 4.18. Sur cette figure, on observe des points de superpression ou des points de faible pression (d'un facteur 20 supérieur ou inférieur aux pressions de forçage). Ces points de pression sont systématiquement présents y compris avec des géométries très différentes comme l'écoulement d'un pont liquide entre deux bulles (figure 4.19). Ces points de pression qui peuvent persister pendant l'intégralité d'une simulation ont tendance à raffiner le maillage adaptatif de Gerris de manière exagérée et donc à alourdir considérablement la puissance de calcul nécessaire pour la simulation ainsi que la durée totale de la simulation.

Ces anomalies sont à nouveau issues de méthode de résolution numérique comme le démontre des études de Hoang et al. [194]. En effet, la méthode VOF développe la présence de courants parasites, qui proviennent d'erreurs dans le calcul de la courbure de l'interface et d'un déséquilibre entre la tension de surface et les termes de gradient de pression [191, 195, 196]. Ces erreurs se

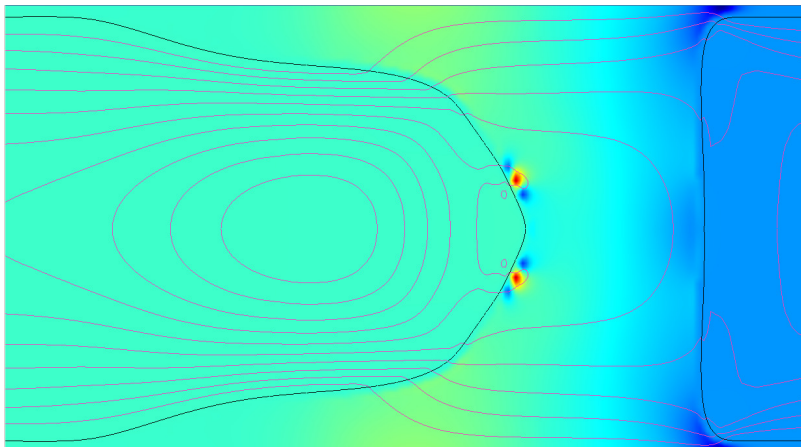


FIGURE 4.18 – Évolution de l'écoulement durant le mouvement d'un pont liquide de PDF de taille initiale $\tilde{l} = 1$, $\Delta P = 40$ Pa et $\frac{h_p}{R} = 0,05$. La limite entre air et liquide est donnée par les courbes noires. Le champ des vitesses est représenté ici (échelle arbitraire). Les lignes d'écoulement sont représentées en rose.

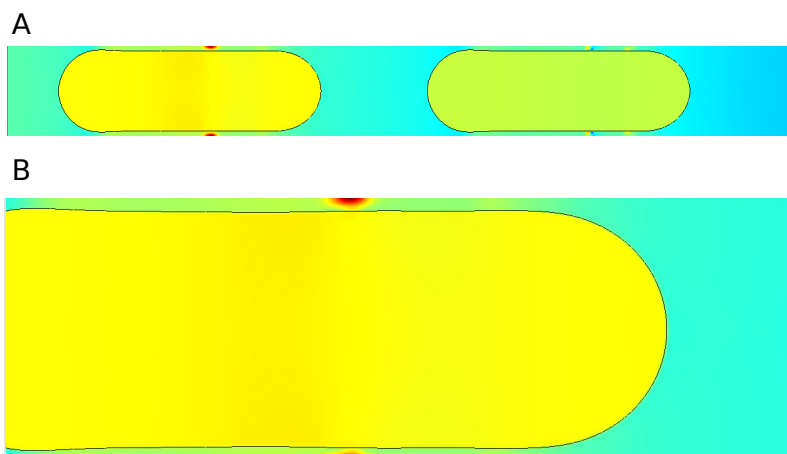


FIGURE 4.19 – A : Simulation d'un pont liquide entre deux bulles d'air. Le champ de pression est représenté en couleur avec une échelle arbitraire. B : Zoom sur une zone où l'on observe une anomalie en pression.

propagent de manière spectaculaire dans le champ de vitesse aux petits nombres capillaires (c'est bien notre cas ici).

Au moment où nous écrivons ces lignes, nous n'avons pas encore réussi à résoudre ces problèmes numériques, ce qui ne nous a pas empêché pour le moment d'obtenir des résultats pertinents et représentatifs. Néanmoins nous continuons d'explorer un certain nombre de pistes pour améliorer les simulations.

3 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons exploré les différents régimes de rupture des ponts liquides à l'aide d'outils expérimentaux et numériques. Les expériences que nous avons réalisées sont des expériences très complexes (dynamique rapide et accélérative, nécessité de contrôler précisément les propriétés des parois, sensibilité sur les conditions initiales). Elles nous ont permis d'observer des phénomènes qui n'avaient jamais été observés expérimentalement, et en particulier d'identifier trois principaux régimes de rupture. Nous avons de plus pu construire un diagramme de phase à partir des principaux paramètres sans dimension régissant l'évolution des ponts liquides.

L'étude numérique montre un accord qualitatif avec les mesures expérimentales et la littérature. Une anomalie numérique est toutefois observée. Nous avons choisi d'utiliser le logiciel Gerris pour simuler les écoulements des ponts liquides car il permettrait d'explorer l'ensemble des régimes observés expérimentalement. Néanmoins, ce type de simulations reste très complexe avec un logiciel basé sur la méthode VOF, notamment en raison de l'existence de courants parasites.

Chapitre 5

Et si la surface n'est pas mouillante ?

Dans ce chapitre, nous étudions la dynamique de ponts liquides dans des tubes capillaires non-mouillants poussés par un doigt d'air, à débit constant. Nous montrons qu'au delà d'un certain seuil en débit (correspondant à une transition de Landau-Levich), le pont liquide dépose un film liquide sur les parois lors de son passage. Un bourrelet se forme alors à l'extrémité de ce film liquide et se déplace dans le même sens que le pont, ce qui provoque sa croissance via la récupération du film liquide qui le précède. Cette croissance du bourrelet aboutit à la formation d'un second pont liquide en aval lorsque celui-ci collapse. Ce processus se répète périodiquement, aboutissant à la formation d'un train de ponts liquides dont l'espacement (taille des bulles) dépend de la vitesse relative entre le bourrelet et le pont liquide. Il est ainsi possible à partir du simple mouvement d'un doigt de liquide dans un canal partiellement mouillant de former un train de ponts liquides périodiques séparés par des bulles de taille calibrée. Ce comportement est rationalisé en étendant les lois existantes pour des films de Landau-Levich à des tubes axisymétriques.

In this chapter, we study the dynamics of liquid bridges in partially wetting capillary tubes driven by a constant air flow rate. We show that above a certain flow rate threshold (corresponding to a Landau-Mevich transition), the liquid plug leaves a trailing film behind it on the walls. A bump forms at the edge of the trailing film and moves in the same direction as the liquid plug. This motion leads to a growth of the liquid plug that eventually leads to the formation of a second liquid plug behind the first one. This process goes on, leading to the formation of a periodic train of liquid plugs whose distance (size of the bubbles) depends on the relative velocity between the bump and the liquid plug. Thus, it is possible to form a calibrated train of liquid plug from the simple motion of a liquid plug in a partially wetting tube. This behaviour is rationalized through an extension of existing laws for Landau-Levich films to axisymmetric tubes.

1 Présentation du problème

Le mouvement d'un pont liquide dans un tube cylindrique a déjà fait l'objet de nombreuses publications théoriques, numériques et expérimentales (chapitre 2). Il faut toutefois signaler que dans l'ensemble de ces publications, les tubes modélisés ou utilisés sont parfaitement mouillants ce qui aboutit au dépôt d'une couche de liquide derrière le pont liquide lors de son déplacement (figure 5.1 A). La loi régissant ce dépôt est issue du modèle de Bretherton étendue par la suite par Aussilous & Quéré aux nombres capillaires plus élevés. Dans ce chapitre, nous étudions la dynamique de ponts liquides dans des tubes en verre partiellement mouillant (figure 5.1 B). Ce type de tube représente en réalité la grande majorité des tubes rencontrés dans l'industrie ou en microfluidique, puisque tous les tubes en plastique ou PDMS sont partiellement mouillants pour l'eau. Sur ces surfaces, le dépôt d'un film liquide en aval d'un pont liquide qui se déplace n'est alors plus une évidence car le liquide veut minimiser sa surface de contact avec les parois

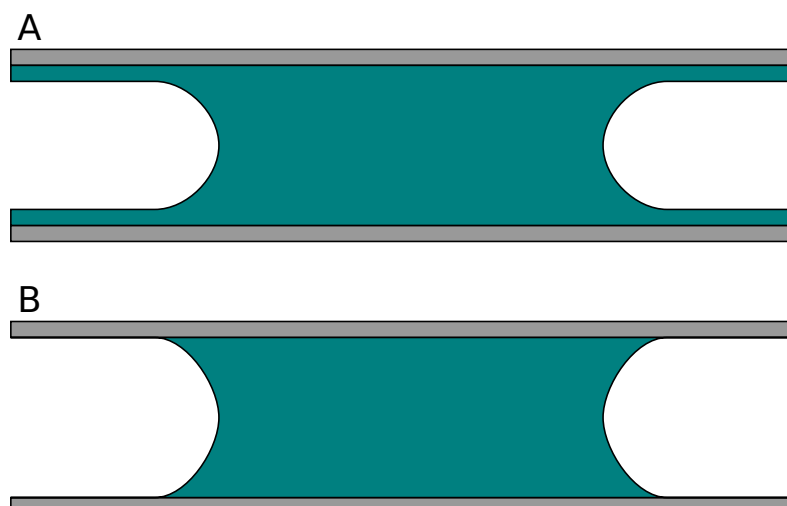


FIGURE 5.1 – Deux régimes d’écoulement de Taylor dans un tube capillaire. A : Écoulement d’un pont liquide dans un tube mouillant avec le dépôt d’un film de liquide stable sur les parois intérieures du tube. B : Écoulement de Taylor dans un tube non-mouillant. Il n’y a pas de film de liquide sur les parois.



FIGURE 5.2 – Schéma du problème étudié

du tube. Ainsi, nous nous intéressons dans ce chapitre au mouvement d’un pont liquide dans un tube sec traité de manière hydrophobe. Afin de fixer la vitesse du déplacement du pont liquide, celui-ci est poussé par un doigt d’air à débit constant (figure 5.2).

2 Méthodes expérimentales

2.1 Traitement de la surface des tubes

Nous avons travaillé essentiellement avec des tubes capillaires en verre traités pour les rendre partiellement mouillants à l’aide de SAMs (Self Assembled Monolayers), une couche monomoléculaire autoassemblée greffée sur la surface (figure 5.3 A). Les avantages de ce traitement sont sa robustesse, sa reproductibilité et l’uniformité du traitement (figure 5.3 B). L’uniformité du traitement permet des interactions moléculaires homogènes entre les parois du tube et le liquide entraînant un angle de contact uniforme entre le liquide et la paroi traitée [197]. Le traitement choisi ici est le PFTS (perfluorodecyltrichlorosilane).

Nous avons choisi des tubes capillaires de diamètre intérieur de 1 mm afin de travailler à faible nombre de Bond et d’éviter des effets parasites liés à la gravité mais aussi pour travailler à faible nombre de Weber et de Reynolds (chapitre 2). Les tubes capillaires sont nettoyés en salle blanche en les immergeant successivement dans des bains insonifiés d’acétone, propanol, dichlorométhane et piranha afin de nettoyer toutes les pollutions de surface et notamment les résidus organiques. Ils sont ensuite traités dans une atmosphère de diazote contrôlée, obtenue à l’aide d’une boîte à gants car la réaction chimique mise en jeu est sensible au taux d’humidité. Les tubes sont alors immergés dans une solution contenant de l’hexane aéré et un organosilane portant une fonction perfluoro à $10\mu\text{L}$ pour 10 mL d’hexane. Le tube est ensuite rincé à trois reprises avec du dichlorométhane et conservé dans une solution d’eau déionisée avant d’être séché pour les expériences.

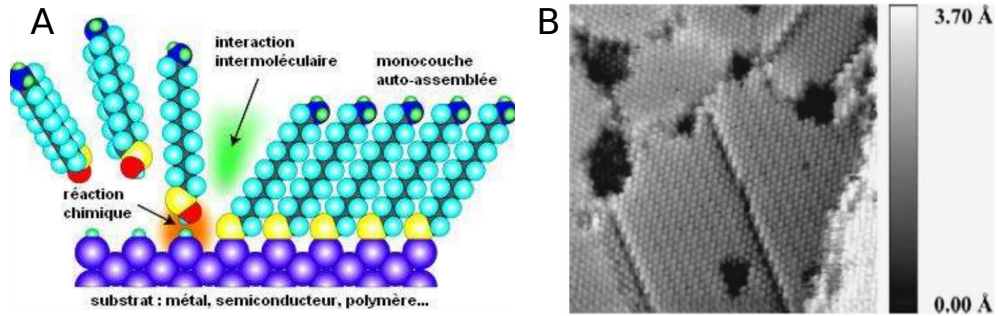


FIGURE 5.3 – A : Schéma du dépôt d'une couche monomoléculaire pour le traitement hydrophobe d'une surface. B : Image réalisée à l'aide d'un microscope à effet tunnel d'un traitement SAMs d'alkithiol sur un substrat en or.

| Nom du liquide | σ (mN/m) | μ_l (mPa.s) | ρ_l (kg/m ³) |
|-----------------------------|-----------------|-----------------|-------------------------------|
| Glycérol pur | 62,3 | 1290 | 1260 |
| Mélange eau-glycérol à 90 % | 63,9 | 203 | 1234 |
| Mélange eau-glycérol à 85 % | 64,8 | 101 | 1221 |
| Mélange eau-glycérol à 70 % | 66,6 | 21 | 1182 |
| Mélange eau-glycérol à 60 % | 67,7 | 10 | 1156 |
| Mélange eau-éthanol à 10 % | 50 | 1 | 980 |
| Huile de silicone 10CtS | 21 | 9 | 935 |
| Huile de silicone 5CtS | 21 | 5 | 914 |
| Huile de silicone 2CtS | 21 | 2 | 869 |

TABLE 5.1 – Caractéristiques des liquides utilisés : σ la tension de surface, μ_l la viscosité et ρ_l la masse volumique. Les données pour les mélanges eau-glycérol sont issues de la référence [168]

2.2 Liquides utilisés

Afin d'explorer différents régimes, nous avons utilisé différentes solutions (mélanges eau/glycérol, mélanges eau-éthanol et huiles de silicone) qui présentent des viscosités, des tensions superficielles et des angles de contact avec la paroi relativement différents. Les caractéristiques des liquides utilisés à température expérimentale (21° C) sont précisées sur le tableau 5.1. La masse volumique des huiles de silicone a été mesurée à l'aide d'un pycnomètre.

2.3 Angles de contact

Un paramètre essentiel régissant la dynamique des ponts liquides dans des tubes partiellement mouillants est bien sûr l'angle de contact θ_e avec la surface. Nous avons mesuré cet angle de contact sur du verre non-traité et sur du verre traité PFTS (tableaux 5.2 et 5.3, et figures 5.4A et B). Ces surfaces présentant une hystérésis non nulle nous avons aussi mesuré les angles d'avancée θ_a et de recul θ_r de ces liquides sur du verre propre et du verre traité en SAMs PFTS (figure 5.4C et D). Pour rappel, l'angle de contact d'avancée est défini comme l'angle qu'une interface triple (liquide-air-substrat) doit atteindre pour mettre en mouvement cette interface. De même, l'angle de contact de recul est l'angle que l'interface doit atteindre pour réussir à se rétracter de la surface (figure 5.5) [198]. L'intégralité des résultats se trouve dans les tableaux 5.2 et 5.3.

Les barres d'erreur sont calculées à l'aide de l'erreur de mesure $\Delta\theta_m$ (estimée à 3°) et de l'erreur statistique (écart type) sur 4 mesures de l'angle de contact $\Delta\theta_s$. L'erreur totale $\Delta\theta$ est

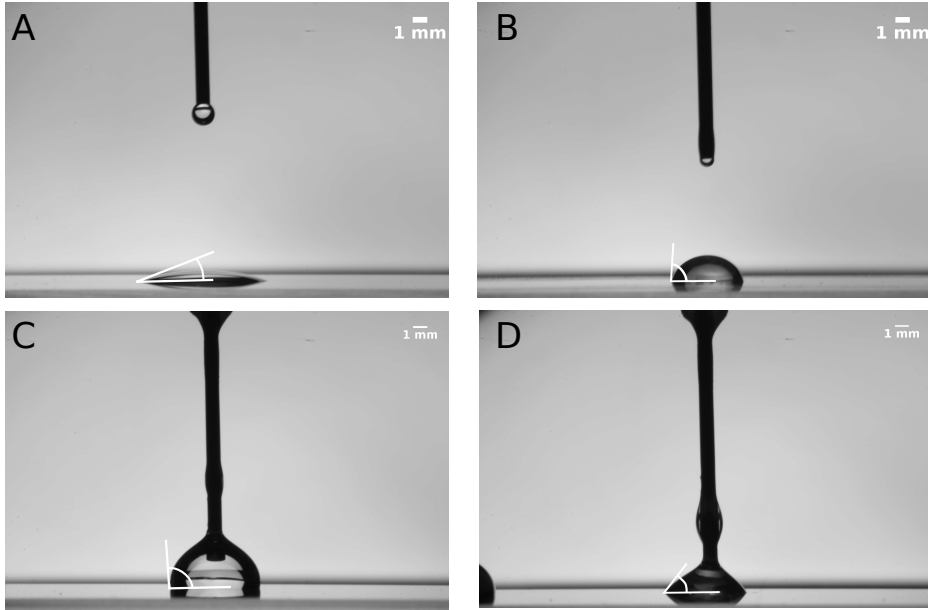


FIGURE 5.4 – A : Mesure d’angle de contact d’eau sur du verre propre à l’équilibre. B : Mesure d’angle de contact d’eau sur du verre traité en SAMs PFTS à l’équilibre. C : Mesure d’angle de contact d’avancée d’un mélange eau-glycérol à 70% sur du verre traité en SAMs PFTS. D : Mesure d’angle de contact de recul d’un mélange eau-glycérol à 70% sur du verre traité en SAMs PFTS.

donc :

$$\Delta\theta = \sqrt{\Delta\theta_m^2 + \Delta\theta_s^2} \quad (5.1)$$

2.4 Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental de formation et de déplacement du pont liquide est identique à celui décrit dans la partie 2 du chapitre 2 qui peut se résumer par la figure 2.1. La seule différence est l’utilisation de tubes capillaires traités avec une SAMs de PFTS.

A l’aide d’une aiguille et d’un pousse seringue, on introduit un pont liquide dans le tube. Le pousse-seringue nous permet de contrôler précisément la taille du pont liquide. Puis à l’aide d’une autre entrée dans la jonction en T, nous introduisons de l’air avec un débit volumique constant.

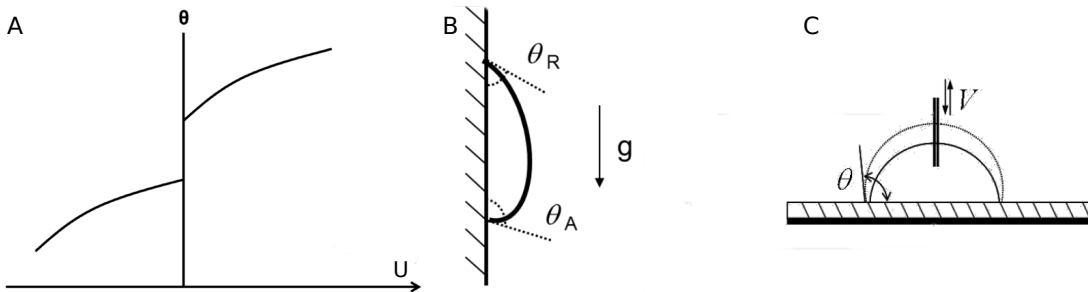


FIGURE 5.5 – A : Évolution de l’angle de contact de l’interface triple entre liquide-air-substrat en fonction de la vitesse de déplacement d’une interface. B : Une goutte sur une paroi verticale tombant sous l’effet de la gravité. On y voit les angles de contact d’avancée θ_a et l’angle de recul θ_r . D : En injectant ou en pompant du liquide dans une goutte posée sur un substrat vertical à l’aide d’une aiguille on peut également observer les angles de contact θ_a (lors de l’injection) et l’angle θ_r (lors du pompage). Figures adaptées [198].

| Nom du liquide | θ_e | θ_a | θ_r |
|-----------------------------|----------------|----------------|----------------|
| Eau déionisé | $17,7 \pm 3,1$ | $21,7 \pm 3,4$ | $5,8 \pm 4,5$ |
| Glycérol pur | $38,6 \pm 3,7$ | $37,8 \pm 9,9$ | $33,9 \pm 5,3$ |
| Mélange eau-glycérol à 90 % | $30,5 \pm 4,7$ | $34,9 \pm 3$ | $8,2 \pm 3,1$ |
| Mélange eau-glycérol à 85 % | $49,9 \pm 3,4$ | $57 \pm 3,3$ | $5,4 \pm 4,6$ |
| Mélange eau-glycérol à 70 % | $58,4 \pm 3$ | $74,3 \pm 5,2$ | $11,6 \pm 3,4$ |
| Mélange eau-glycérol à 60 % | $59,3 \pm 4,7$ | $65,7 \pm 4,1$ | $8,8 \pm 4,4$ |
| Mélange eau-éthanol à 10 % | $26,4 \pm 3$ | $29,5 \pm 5,9$ | $4,6 \pm 3,0$ |
| Huile silicone 10CtS | $4,6 \pm 3,3$ | $5,2 \pm 3,0$ | $0,1 \pm 3,0$ |
| Huile silicone 5CtS | $3,5 \pm 3,0$ | $2,3 \pm 3,1$ | $0,1 \pm 3,0$ |
| Huile silicone 2CtS | $4,8 \pm 3,1$ | $4,4 \pm 3,1$ | $0,2 \pm 3,1$ |

TABLE 5.2 – Mesures d'angles de contact sur du verre propre

| Nom du liquide | θ_e | θ_a | θ_r |
|-----------------------------|-----------------|-----------------|-----------------|
| Eau déionisé | $73,5 \pm 3,0$ | $108,2 \pm 3,6$ | $69,3 \pm 4,3$ |
| Glycérol pur | $97,4 \pm 6,9$ | $107,7 \pm 5,3$ | $70,9 \pm 4,7$ |
| Mélange eau-glycérol à 90 % | $101,7 \pm 3,8$ | $108,1 \pm 4,6$ | $57,8 \pm 5,6$ |
| Mélange eau-glycérol à 85 % | $96,8 \pm 3,5$ | $106,8 \pm 4,5$ | $65 \pm 18,2$ |
| Mélange eau-glycérol à 70 % | $92,8 \pm 5,0$ | $99,5 \pm 3,4$ | $47,2 \pm 7,4$ |
| Mélange eau-glycérol à 60 % | $84,0 \pm 5,5$ | $100,5 \pm 3,5$ | $65,1 \pm 4,8$ |
| Mélange eau-éthanol à 10 % | $51,0 \pm 3,5$ | $57,4 \pm 3,3$ | $40,2 \pm 4,8$ |
| Huile silicone 10CtS | $40,4 \pm 3,0$ | $52,6 \pm 4,5$ | $31,6 \pm 4,2$ |
| Huile silicone 5CtS | $32,7 \pm 3,0$ | $53,0 \pm 4,1$ | $27,2 \pm 3,7$ |
| Huile silicone 2CtS | $21,0 \pm 3,6$ | $38,0 \pm 4,0$ | $14,8 \pm 10,3$ |

TABLE 5.3 – Mesures sur du verre traité PFTS

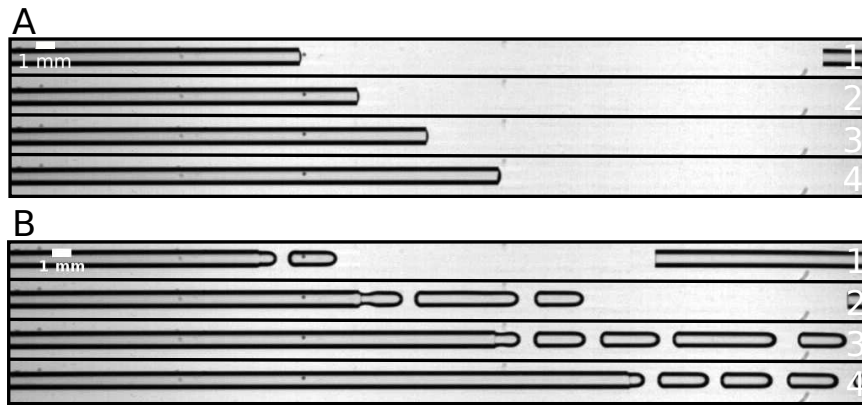


FIGURE 5.6 – A : Régime de non mouillage avec un pont liquide d'un mélange eau-glycérol à 90% en masse avançant à 2,57 mm/s. Les images sont espacées de 1,67 s. B : Régime de mouillage dynamique avec un pont liquide d'un mélange eau-glycérol à 90% en masse avançant à 9,00 mm/s. Les images sont espacées de 1,67 s.

Ce débit est imposé à l'aide d'un pousse-seringue. Le dispositif est placé sous un microscope Z16 Leica muni d'une caméra rapide Photron SA3. Le tube capillaire est finalement immergé dans une solution iso-indice optique du verre afin de limiter la déformation de l'image.

3 Deux régimes d'écoulement

Pour chacune de nos expériences, nous introduisons un pont liquide puis nous imposons sa vitesse de déplacement à l'aide d'un débit d'air constant. Quel que soit le liquide utilisé lors de la mise en mouvement, on peut distinguer deux régimes d'écoulement (figure 5.6). A faible vitesse, le pont liquide se déplace sans laisser de liquide derrière lui (sa taille est constante durant tout le déplacement). Au dessus d'un seuil critique en vitesse, le pont liquide dépose un film liquide sur les parois derrière lui. Il y a donc mouillage dynamique de la surface non-mouillante. Le film se rétracte car le liquide essaie de minimiser sa surface de contact avec les parois. Il y a donc un phénomène de mouillage puis de démouillage. Cette rétractation conduit à la création d'un bourrelet qui lors de son avancée grossit et finit par reformer un pont liquide. Le débit d'air constant conduit à la répétition du phénomène de mouillage dynamique puis démouillage créant ainsi un train de pont liquide régulier.

Les deux régimes (déplacement sans mouillage des parois, et mouillage dynamique) ont déjà été observés par Deisenroth [199] mais celui-ci s'est concentré uniquement sur l'épaisseur du film déposé sur les parois dans le régime de mouillage dynamique et pas sur la transition entre les deux régimes, ni sur la reformation de ponts liquides.

Nous pouvons distinguer 3 phénomènes qu'il est intéressant ici d'étudier. Premièrement, il y a une vitesse critique à partir de laquelle un mouillage dynamique de la paroi peut être obtenu malgré le caractère non mouillant de la surface. Deuxièmement, lorsque le régime de mouillage des parois est atteint, il y a démouillage dynamique de la surface via la progression d'un bourrelet. Ce démouillage se fait à une vitesse quasiment constante qui sera notre deuxième sujet d'étude. Enfin, dans ce même régime de mouillage puis démouillage dynamique, on observe la formation d'un train de pont liquide régulier via le collapse des bourrelets. Nous étudierons donc les caractéristiques géométriques de ce train de ponts liquides dans une dernière partie.

| Nom du liquide | Vitesse mesurée (mm/s) | Nombre capillaire | Nombre de Reynolds |
|-----------------------------|------------------------|--------------------|-------------------------------------------|
| Glycérol pur | $1,2 \pm 0,6$ | $0,025 \pm 0,013$ | $5,9 \cdot 10^{-4} \pm 2,9 \cdot 10^{-4}$ |
| Mélange eau-glycérol à 90 % | $6,0 \pm 3,1$ | $0,019 \pm 0,010$ | $1,8 \cdot 10^{-2} \pm 9,4 \cdot 10^{-3}$ |
| Mélange eau-glycérol à 85 % | $9,6 \pm 2,7$ | $0,015 \pm 0,004$ | $5,8 \cdot 10^{-2} \pm 1,6 \cdot 10^{-2}$ |
| Mélange eau-glycérol à 70 % | $14,2 \pm 7,5$ | $0,005 \pm 0,003$ | $4,0 \cdot 10^{-1} \pm 2,1 \cdot 10^{-1}$ |
| Mélange eau-glycérol à 60 % | $56,9 \pm 15,7$ | $0,009 \pm 0,003$ | $3,2 \pm 0,9$ |
| Mélange eau-éthanol à 10 % | $755 \pm 409,3$ | $0,015 \pm 0,008$ | 370 ± 201 |
| Huile de silicone 10CtS | $1,2 \pm 0,2$ | $0,005 \pm 0,001$ | $1,6 \cdot 10^{-1} \pm 0,1 \cdot 10^{-1}$ |
| Huile de silicone 5CtS | $11,5 \pm 1,1$ | $0,007 \pm 0,001$ | $1,2 \pm 0,1$ |
| Huile de silicone 2CtS | $5,4 \pm 2,0$ | $0,005 \pm 0,0002$ | $1,4 \pm 0,5$ |

TABLE 5.4 – Mesures des vitesses de transition de mouillage. La vitesse mesurée est moyennée sur toute la longueur du capillaire.

4 Mouillage dynamique

4.1 Mesure de la transition

Quel que soit le liquide utilisé lors de nos expériences, nous avons toujours observé une transition entre un régime de non-mouillage et un régime de mouillage dynamique. Nous avons donc mesuré la vitesse de l'interface arrière lors de la transition entre ces deux régimes.

Au vue de ces mesures, nous allons essayer d'identifier les effets physiques prépondérants dans ces expériences. Le nombre de Reynolds reste relativement faible pour la majorité des expériences, excepté pour le mélange eau-éthanol. Nous allons donc nous placer pour l'analyse théorique dans le cadre correspondant à la majorité des expériences, c'est-à-dire à faible nombre de Reynolds. De plus, le nombre de Bond de nos expériences est de l'ordre de 0.1 au maximum. Nous pouvons donc négliger les effets de gravité et les effets inertiels. Les seuls effets restants sont donc les effets capillaires et les effets visqueux, qui sont comparés par le nombre capillaire. Dans nos expériences le nombre capillaire est faible. Par conséquent les effets de tension superficielle sont généralement dominants. Néanmoins, près des parois des effets de singularité à la ligne de contact (la ligne en contact avec le liquide, la paroi et la gaz) peuvent induire des gradients de vitesse très forts et donc des contraintes visqueuses suffisantes pour déformer l'interface. C'est notamment ce qui se passe lorsqu'un film liquide est déposé derrière le pont.

Nous avons évalué le nombre capillaire correspondant à la transition entre les deux régimes précités pour les différents liquides. Si cette transition était due uniquement à des effets de tension superficielle et de viscosité, le nombre capillaire à la transition devrait être identique pour tous les liquides. Nous avons obtenu des nombres capillaires de transition du même ordre de grandeur mais comportant néanmoins des variations avec les liquides utilisés. Ces différences peuvent s'expliquer par l'interaction entre le liquide et les parois du tube capillaire. En effet, ces interactions ne sont pas prises en compte dans le nombre capillaire. Il faut donc introduire un autre nombre adimensionnel caractérisant la transition entre les régimes et qui tienne compte des propriétés de mouillage des différents liquides.

4.2 Théorie du mouillage dynamique

Cette transition entre un déplacement sans mouillage et avec mouillage de la paroi est un phénomène qui peut être observé dans la vie de tous les jours. Tout le monde a déjà vu une goutte tomber sur une vitre et se déplacer en un seul bloc à relativement faible vitesse. La goutte ne mouille donc pas la vitre dans ce cas. Néanmoins, lorsque l'on observe le déplacement d'une goutte sur la vitre d'un train à grande vitesse, on peut voir que la goutte s'étale et mouille la surface [200]. Il y a donc une transition entre un régime de non-mouillage et un régime de mouillage dynamique de la surface qui dépend de la vitesse de déplacement de la goutte. Mais

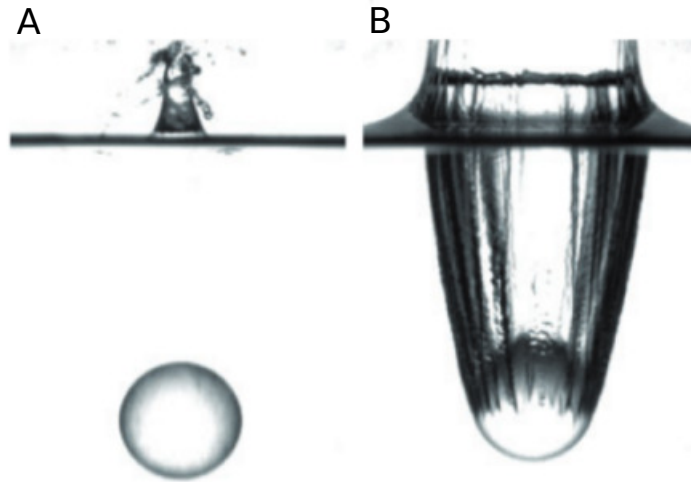


FIGURE 5.7 – Chute de deux balles traitées pour avoir des propriétés de mouillabilité différentes impactent une surface d'eau. A : Surface hydrophile avec un angle de contact à l'équilibre de $\theta_e = 15^\circ$. B : Surface hydrophobe avec un angle de contact à l'équilibre de $\theta_e = 100^\circ$. Figures adaptées [200, 201]

cette transition dépend aussi, bien sûr de l'angle de contact à la paroi. Par exemple la figure 5.7 montre la chute de deux balles, l'une hydrophile et l'autre hydrophobe à la même vitesse dans un liquide. Celle ayant une surface hydrophobe ($\theta_e > 90^\circ$) n'est pas mouillée alors que celle ayant une surface hydrophile ($\theta_e < 90^\circ$) est totalement mouillée. Les propriétés de mouillage jouent donc un rôle fondamental dans la transition vers le mouillage dynamique d'une surface.

Ajoutons deux remarques supplémentaires. (i) Lorsqu'une vitesse suffisante est atteinte, le liquide mouille la surface, ce qui signifie que l'angle de contact apparent de recul devient nul. Il faut donc faire attention à distinguer les angles statiques des angles dynamiques. Les angles statiques (d'avancée ou de recul) dépendent uniquement des propriétés de mouillage de la paroi, alors que l'angle de contact dynamique (appelé aussi angle apparent) dépend à la fois des propriétés de mouillage de la paroi et de l'écoulement. (ii) De plus, dans ce régime dynamique il existe différents angles de contact selon les échelles considérées (cf figure 5.8 extraite de [185]). Cette figure montre qu'il existe trois échelles pour analyser le comportement à la ligne de contact. La plus grande d'entre-elles, appelée *échelle macroscopique*, correspond à l'échelle où les tailles caractéristiques sont suffisamment petites pour que le nombre de Reynolds Re soit faible et que l'on puisse négliger les effets convectifs, mais aussi suffisamment éloignée des parois pour que les contraintes visqueuses puissent être négligées devant les effets de tension superficielle (faible nombre capillaire). A cette échelle, la forme du ménisque est dictée par l'équilibre des pressions statiques et la loi de Laplace. L'angle de contact observé à cette échelle est appelé angle de contact apparent noté ici θ_a . La valeur de cet angle de contact apparent dépend de ce qui se passe à une échelle inférieure appelée *échelle capillaro-visqueuse* à laquelle les contraintes visqueuses ne peuvent plus être négligées et donnent donc lieu à une courbure qui évolue en fonction de la vitesse. Il faut donc résoudre les équations de Stokes à la paroi pour déterminer les lois à cette échelle. De plus, à cette échelle, apparaît un angle de contact microscopique θ_e dont la valeur est déterminée par les interactions moléculaires entre le substrat et le liquide à l'échelle moléculaire. Cet angle de contact microscopique est généralement assimilé à l'angle de contact statique, car comme lui, il est indépendant de l'écoulement (puisque les forces moléculaires sont dominantes à cette échelle).

Cette échelle moléculaire est essentielle pour expliquer le mouvement de la ligne triple, c'est à dire la ligne en contact avec le liquide, la paroi et le gaz environnant. En effet du point de

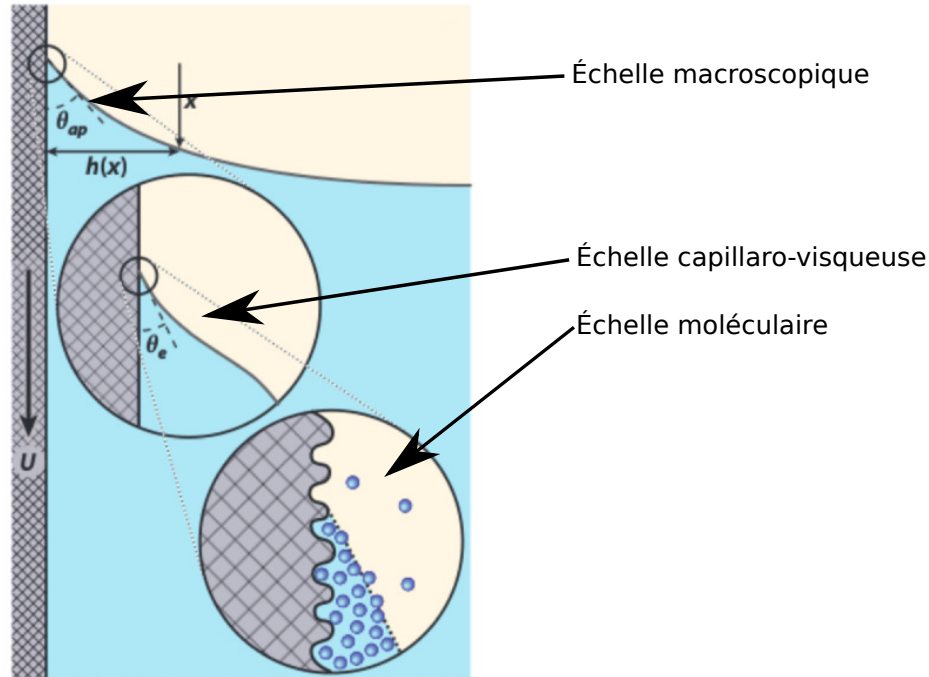


FIGURE 5.8 – Ligne triple en mouvement avec les trois échelles spatiales nécessaire à l’explication de la transition de Landau-Levich [185].

vue de la mécanique des milieux continus, la condition aux limites classique de vitesse à la paroi est la condition de non glissement, c’est à dire une condition de vitesse d’écoulement nulle à la paroi. Néanmoins, cette vitesse de déplacement nulle, impliquerait une vitesse de la ligne triple nulle et donc une impossibilité de déplacer un fluide sur une paroi sans déposer de film liquide. Or si le mouillage dynamique de la paroi est possible, il existe aussi un régime où la ligne de contact se déplace sans déposer de film sur les parois. Ce paradoxe ne peut être résolu dans le cadre de la mécanique des milieux continus car une discontinuité de la vitesse entraînerait une contrainte visqueuse infinie ce qui n’est pas physique [185]. La résolution de ce paradoxe se fait à l’échelle moléculaire (taille inférieure à 1 nm) [202]. A cette échelle, le liquide n’est plus modélisé par un milieu continu et donc le glissement du liquide à la paroi est physiquement admissible. Ce glissement à l’échelle moléculaire a des conséquences à l’échelle capillaro-visqueuse. Elle permet d’introduire une longueur de glissement λ qui supprime la singularité des équations de Navier Stokes. On peut alors définir la vitesse de l’écoulement à la paroi (au sens de la mécanique des milieux continus) comme étant $u(x, z = 0) = \lambda \frac{du}{dy}$ avec les notations introduites sur la figure 5.9.

Toutes ces notions ont permis de résoudre un problème similaire au nôtre : la transition de Landau-Levich. Cette étude consiste à immerger une plaque infinie non-mouillante dans un bain de liquide et de retirer cette plaque du bain de manière verticale à une vitesse U constante (figure 5.10). On peut alors observer deux régimes similaires à ceux observés dans notre tube cylindrique :

- un régime de non-mouillage de la plaque à faible vitesse
- un régime de mouillage dynamique (aussi appelé mouillage forcé) de la plaque à haute vitesse

Cette transition a été étudiée de manière expérimentale et théorique [203, 205–207]. Les théories développées principalement par Eggers et Snoeijer proposent un nombre caractérisant cette transition : le nombre adimensionné $\delta = \frac{3Ca}{\theta_c^3}$. Pour une valeur critique de δ , notée δ_c , on observe une transition entre mouillage dynamique ou non. Cette valeur est issue de l’équation auto-cohérente

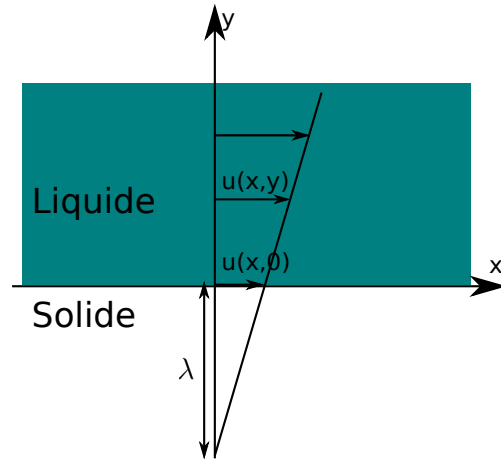


FIGURE 5.9 – Définition de la longueur de glissement λ avec u la vitesse de l'écoulement suivant x .

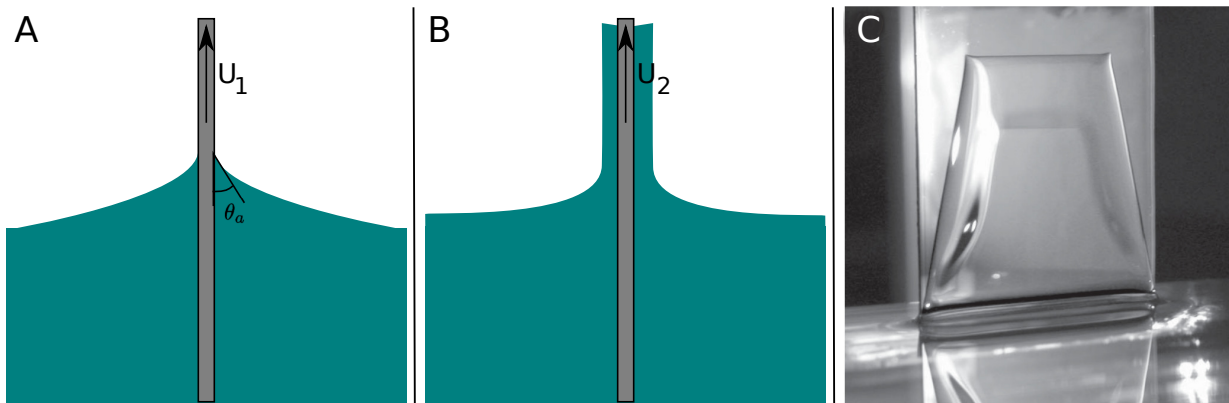


FIGURE 5.10 – A et B : Schéma de l'étude de la transition de Laudau-Levich [203]. Le dispositif est constitué d'une plaque non-mouillante que l'on retire à la vitesse U ($U_1 < U_2$). Si la vitesse est faible (A), on voit un régime de non mouillage. Si la vitesse est élevée (B), la liquide mouille la surface. C : Dispositif expérimental pour l'étude de cette transition [204].

suivante :

$$\delta_c = \frac{1}{3} \left(\ln \left(\frac{\delta_c^{1/3} \theta_e^2}{2^{5/6} 3\pi (Ai(s_{max}))^2 \lambda} \right) \right)^{-1} \quad (5.2)$$

avec Ai la fonction d'Airy dont le maximum se trouve en s_{max} et λ la longueur de glissement du liquide sur la surface solide. Cette théorie est respectée pour des surfaces planes. Nous allons évaluer la valeur théorique de δ_c dans notre cas à l'aide de la théorie développée par Eggers. Pour cela, nous devons évaluer la longueur de glissement λ . Nous supposons pour cela que les fluides utilisés se comportent comme des fluides simples. La longueur de glissement peut alors s'exprimer :

$$\lambda \sim \frac{\mu_l D a k_B T}{(\sigma a^2 (1 + \cos(\theta_e)))^2 a} \quad (5.3)$$

avec μ_l la viscosité, D le coefficient de diffusion, a la taille moléculaire, k_B la constante de Boltzmann et T la température. Cette formule issue de la physique statistique a été développée par Huang et al.[208]. De plus, dans le cas d'un fluide simple, la relation de Stokes-Einstein nous dit que : $\eta D a \sim k_B T$. Ainsi, on obtient finalement :

$$\lambda \sim \frac{(k_B T)^2}{(\sigma a^2 (1 + \cos(\theta_e)))^2 a} \quad (5.4)$$

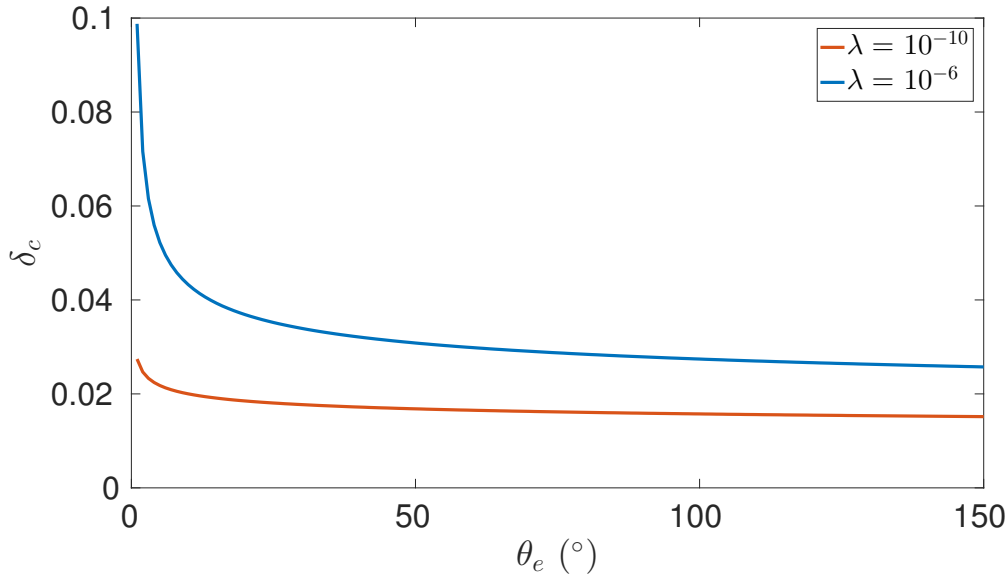
Cette grandeur est de l'ordre de 0,7 nm pour de l'eau sur un substrat pour un angle de contact de 100 ° d'après les simulations numériques de Huang et al[208]. L'ordre de grandeur de ce paramètre devrait donc être du nanomètre dans nos expériences.

Toutefois, Il est important de faire la distinction entre la longueur de glissement intrinsèque et la longueur de glissement effective [5]. La longueur de glissement intrinsèque est la longueur de glissement issue de l'interaction fluide solide avec une interface parfaite, la longueur de glissement effective tient elle compte de divers effets pouvant influencer la longueur de glissement comme des traces de produits chimiques, la présence de particules contaminant la surface et modifiant par là même l'interaction entre le liquide et le substrat, la rugosité à l'échelle nanométrique, la présence de nano-bulles d'air sur la surface... Il est évident que dans notre cadre expérimental où les surfaces ne sont pas parfaites et peuvent être soumises à des pollutions, seule la longueur de glissement effective est pertinente.

La recherche sur les longueurs de glissement est un domaine actif depuis plus de 15 ans et de nombreux phénomènes ne sont encore que partiellement compris. Une revue de 2014 [5] fait l'inventaire des phénomènes pouvant jouer un rôle dans la variation de cette longueur de glissement mais la mesure de ces longueurs ne fait pas encore consensus. Ainsi, en se limitant uniquement à des mesures expérimentales et représentant des mesures de glissement effectives, on peut trouver des longueurs de glissement inférieures à 5 nm [208–211] mais également des études avec des longueurs de glissement supérieure au μm [212–215]. Comme le signalent Lee et al.[5] et Zhu et al.[213] de 2006, il est possible que les fortes disparités soient liées à des méthodes de mesure différentes. Un travail de définition de la longueur de glissement et d'harmonisation de la méthode de mesure est donc encore à effectuer. A ces fortes disparités s'ajoute une difficulté supplémentaire : les différentes études évoquées présentent des résultats pour des couples de liquide-substrat (avec des rugosités différentes) qui ne correspondent pas à nos expériences.

Etant donné qu'il n'est pas possible de déterminer précisément la valeur de ce paramètre pour nos expériences, nos prédictions seront données pour une large gamme de longueur de glissement correspondant néanmoins à des valeurs réalistes ($10^{-10} < \lambda < 10^{-6}$ m) de ce paramètre tout en gardant à l'esprit que conformément à la publication de Snoeijer [200], les grandes longueurs de glissement sont associées à des liquides avec de longues chaînes moléculaires, donc dans notre cas, les huiles de silicone (figure 5.11).

Pour que nos essais puissent être potentiellement comparés dans le futur à des longueurs de glissement, nous avons mesuré la rugosité rms de la surface externe de notre tube capillaire. Nous


 FIGURE 5.11 – Évolution de δ_c en fonction de l'angle de contact pour différentes longueurs de glissement λ en m issue de l'équation 5.2.

| Nom du liquide | δ_c | δ_{c_a} | δ_{c_r} |
|-----------------------------|-------------------------------------------|-------------------------------------------|-------------------------------------------|
| Glycérol pur | $1,5 \cdot 10^{-2} \pm 0,8 \cdot 10^{-2}$ | $1,1 \cdot 10^{-2} \pm 0,6 \cdot 10^{-2}$ | $3,9 \cdot 10^{-2} \pm 2,1 \cdot 10^{-2}$ |
| Mélange eau-glycérol à 90 % | $1,0 \cdot 10^{-2} \pm 0,5 \cdot 10^{-2}$ | $0,9 \cdot 10^{-2} \pm 0,5 \cdot 10^{-2}$ | $5,6 \cdot 10^{-2} \pm 3,3 \cdot 10^{-2}$ |
| Mélange eau-glycérol à 85 % | $2,5 \cdot 10^{-2} \pm 0,8 \cdot 10^{-2}$ | $0,7 \cdot 10^{-2} \pm 0,2 \cdot 10^{-2}$ | $3,1 \cdot 10^{-2} \pm 2,7 \cdot 10^{-2}$ |
| Mélange eau-glycérol à 70 % | $0,4 \cdot 10^{-2} \pm 0,2 \cdot 10^{-2}$ | $0,3 \cdot 10^{-2} \pm 0,2 \cdot 10^{-2}$ | $2,7 \cdot 10^{-2} \pm 2,1 \cdot 10^{-2}$ |
| Mélange eau-glycérol à 60 % | $0,8 \cdot 10^{-2} \pm 0,3 \cdot 10^{-2}$ | $0,5 \cdot 10^{-2} \pm 0,2 \cdot 10^{-2}$ | $1,7 \cdot 10^{-2} \pm 0,7 \cdot 10^{-2}$ |
| Mélange eau-éthanol à 10 % | $6,4 \cdot 10^{-2} \pm 3,7 \cdot 10^{-2}$ | $4,5 \cdot 10^{-2} \pm 2,5 \cdot 10^{-2}$ | $1,3 \cdot 10^{-1} \pm 0,8 \cdot 10^{-1}$ |
| Mélange silicone 10CtS | $4,4 \cdot 10^{-2} \pm 1,1 \cdot 10^{-2}$ | $2,0 \cdot 10^{-2} \pm 0,6 \cdot 10^{-2}$ | $9,2 \cdot 10^{-2} \pm 3,9 \cdot 10^{-2}$ |
| Mélange silicone 5CtS | $1,0 \cdot 10^{-1} \pm 0,3 \cdot 10^{-1}$ | $2,5 \cdot 10^{-2} \pm 0,6 \cdot 10^{-2}$ | $1,9 \cdot 10^{-1} \pm 0,8 \cdot 10^{-1}$ |
| Mélange silicone 2CtS | $2,7 \cdot 10^{-2} \pm 1,9 \cdot 10^{-2}$ | $4,6 \cdot 10^{-3} \pm 2,6 \cdot 10^{-3}$ | $7,8 \cdot 10^{-2} \pm 1,7 \cdot 10^{-1}$ |

 TABLE 5.5 – Mesures des δ_c pour les angles θ_e , θ_a et θ_r

avons obtenu une rugosité de 19,1 nm pour une image de $20\mu\text{m}$ sur $20\mu\text{m}$ (figure 5.12B). Nous avons également mesuré la rugosité d'un tube nettoyé et nous avons obtenu une rugosité de 1,3 nm rms (figure 5.12A).

4.3 Résultats

Nous avons calculé le nombre δ_c pour toutes les configurations étudiées expérimentalement (tableau 5.5) pour les trois angles de contact ($\theta_e, \theta_a, \theta_r$) mesurés expérimentalement. La barre d'erreur de δ est calculée à l'aide des barres d'erreur sur Ca et sur θ . On obtient alors la propagation d'erreur avec l'équation 5.5.

$$\frac{\Delta\delta}{\delta} = \sqrt{\left(\frac{\Delta Ca}{Ca}\right)^2 + \left(3\frac{\Delta\theta}{\theta}\right)^2} \quad (5.5)$$

Nous comparons les résultats avec la théorie pour des longueurs de glissement λ comprises entre 10^{-10} m et 10^{-6} m sur la figure 5.13. La forte croissance des barres d'erreur aux angles de contact faibles est due à deux phénomènes. Premièrement, l'erreur relative de la mesure d'un angle de recul est plus importante pour de faibles angles de contact car bien que l'erreur de mesure environne les 1 à 3 degrés, la valeur moyenne de l'angle mesuré est également faible.

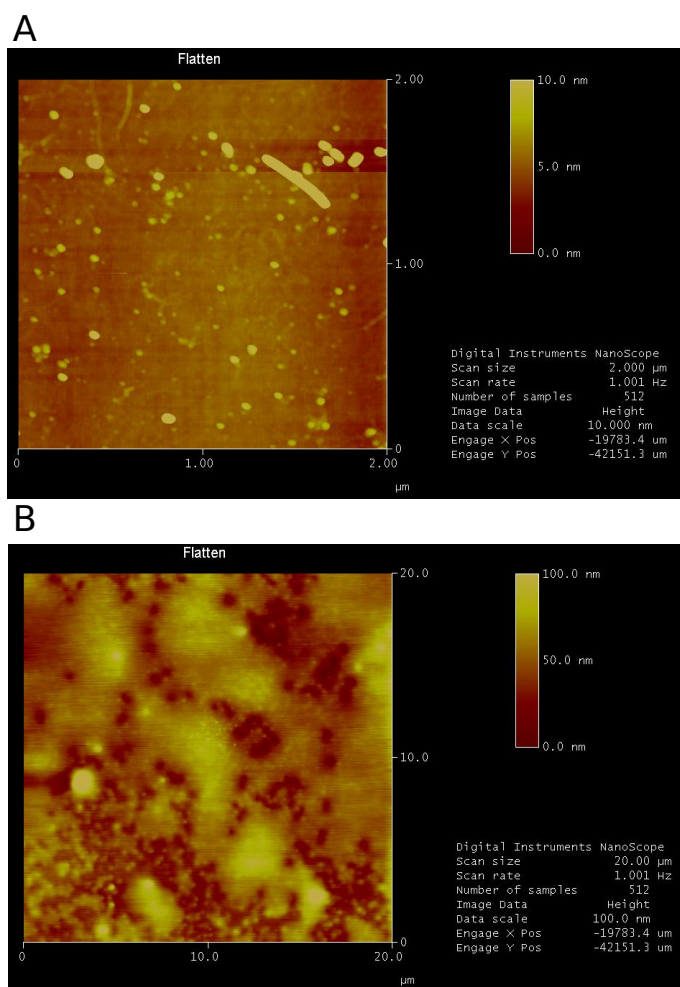


FIGURE 5.12 – A : Mesure à l'AFM de la rugosité de la surface d'un tube nettoyé. B : Mesure à l'AFM de la rugosité de la surface d'un tube traité en SAMs PFTS

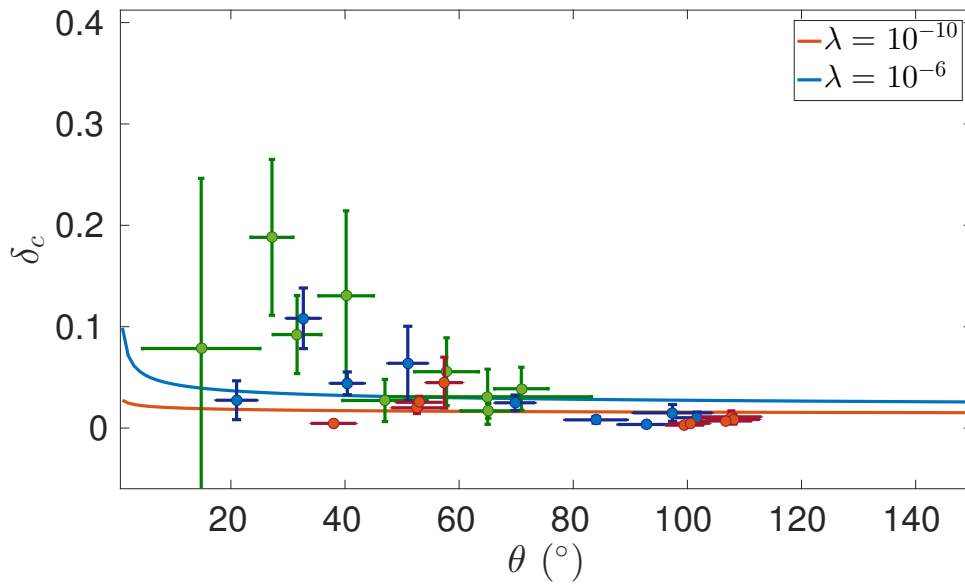


FIGURE 5.13 – Évolution de δ_c expérimentale pour les différents liquides et les différents angles de contact. Les lignes continues représentent les δ_c théoriques pour différentes longueurs de glissement λ

Deuxièmement l'erreur relative élevée est amplifiée par la propagation des erreurs qui a lieu sur $\delta = \frac{Ca}{\theta^3}$ puisque δ fait intervenir l'angle de contact de recul au cube.

Il est important de noter que la théorie de mouillage dynamique ou transition de Landau-Levich a été développée dans le cas de surfaces parfaites. De ce fait, les notions d'angles de contact d'avancée et de recul sont absentes de cette discussion. Dans le cadre expérimental, les surfaces ne sont pas parfaites et donc les effets d'hystérésis doivent être considérés. Étant donné que dans notre situation le mouillage dynamique est obtenu à l'arrière d'un pont liquide qui se déplace, il nous a semblé que l'angle de contact de recul était le plus pertinent pour l'analyse des résultats. C'est donc lui que nous considérerons pour la comparaison avec les modèles dans la suite de ce manuscrit (figure 5.14).

Si cette figure montre que les ordres de grandeurs sont cohérents avec les prédictions, nous voyons que l'accord est moins bon pour les angles de contact inférieurs à 50° . Néanmoins la théorie du mouillage dynamique [207] a été développée pour une plaque plane extraite d'un bain liquide, alors que nous étudions ici le mouillage dynamique induit par le déplacement d'un pont liquide dans un tube cylindrique. Deux choses diffèrent donc fondamentalement entre ces deux configurations :

- La géométrie du problème n'est pas la même. Il faut tenir compte de la géométrie cylindrique pouvant intervenir dans la transition.
- La force de rappel n'est pas la même dans le cas de la plaque immergée dans un bain de liquide. En effet dans ce cas, c'est la gravité qui a tendance à rappeler le liquide dans le bain alors dans le cadre de nos expériences, les faibles nombres de Bond et l'horizontalité du tube ne permettent pas à cette gravité de jouer un rôle dans le rappel du liquide dans le pont liquide.

4.4 Obtention du δ_c théorique dans le cadre d'un écoulement dans un tube

Pour modifier la théorie de Eggers [207], nous allons réutiliser sa démonstration et adapter les passages faisant intervenir la géométrie cylindrique. Une approche similaire a déjà été proposée par Chan et al. [205] pour adapter ce modèle au cas d'une fibre (cylindre) immergée

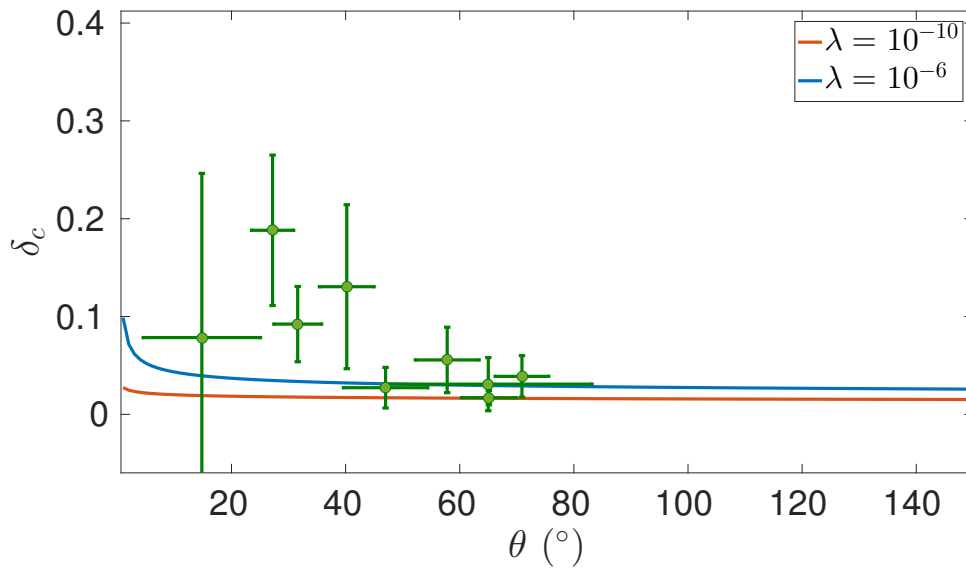


FIGURE 5.14 – Évolution de δ_c expérimentale pour les différents liquides et les différents angles de contact. Les lignes continues représentent les δ_c théoriques pour différentes longueurs de glissement λ

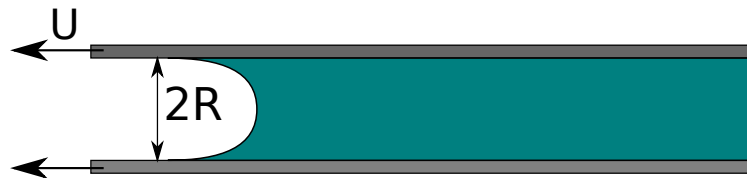


FIGURE 5.15 – Schéma de l'écoulement exploré

dans un bain et retirée verticalement à vitesse constante. Nous nous appuyerons également sur sa démonstration.

Nous considérons l'écoulement d'un pont liquide dans un tube de rayon R . Nous supposons que le nombre de Bond est faible et qu'ainsi les effets gravitationnels sont négligeables dans notre problème. On suppose également que le nombre de Reynolds est faible afin de négliger les effets inertiels dans le liquide et enfin que le nombre capillaire est inférieur à 1.

Les parois du tube sont supposées non-mouillantes. Ainsi à faible vitesse de déplacement, le pont liquide ne laisse pas de film de liquide derrière lui sur les parois (figure 5.15). Afin de décrire le déplacement de la ligne triple, nous utilisons une modélisation de l'écoulement s'appuyant sur l'existence d'une longueur de glissement λ du fluide sur le solide. Cette longueur de glissement est un moyen de décrire au niveau mésoscopique le glissement ayant lieu au niveau microscopique à l'interface liquide solide. On néglige également les hétérogénéités de surface, nous n'avons donc qu'un angle de contact, c'est l'angle de contact à l'équilibre θ_e .

Afin de décrire l'écoulement, nous nous plaçons dans le référentiel lié à la ligne triple. Celle-ci est en translation rectiligne uniforme à la vitesse U par rapport au laboratoire. C'est donc un référentiel galiléen.

Équation de lubrification et conservation du volume

Dans un premier temps, on se place à une grande échelle devant les interactions moléculaires (λ) mais petite face au rayon du tube (R). Nous nommerons cette échelle, l'échelle capillarovisqueuse. A cette échelle, l'épaisseur de liquide h reste faible devant le diamètre du tube R et donc on peut résoudre le problème en se plaçant en 2D. Cette approximation et sa limite de

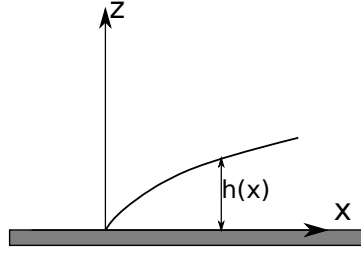


FIGURE 5.16 – Schéma de l'écoulement exploré

validité est très bien décrite dans le travail de Bretherton.

En choisissant l'abscisse pour que l'origine corresponde à la position de la ligne triple, on a (cf figure 5.16) :

$$h(0) = 0 \quad (5.6)$$

L'angle de contact microscopique θ_e (correspondant à l'angle de contact statique [216]) fixe la valeur de la dérivée de la hauteur h en $x = 0$

$$\frac{dh}{dx}(0) = \theta_e \quad (5.7)$$

Enfin la condition de glissement à la paroi donne :

$$u(x, 0) = -U + \lambda \frac{\partial u}{\partial z} \quad (5.8)$$

où u est la vitesse de l'écoulement suivant l'axe x et h l'épaisseur de liquide.

On se place ensuite dans le cadre de l'approximation de lubrification, c'est à dire que l'on suppose que la vitesse de l'écoulement $\vec{v}(x, z)$ reste essentiellement tangentielle à la paroi et peut donc l'approximer par $\vec{v} \approx u(x, z)\vec{e}_x$ et :

$$\frac{\partial P}{\partial z} = 0 \quad (5.9)$$

$$\eta \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} = \frac{dP}{dx} \quad (5.10)$$

On obtient donc :

$$u(x, z) = \frac{dP}{dx} \frac{z^2}{2\eta} + Az + B \quad (5.11)$$

avec A et B des constantes à déterminer à l'aide des conditions aux limites $\frac{\partial u}{\partial z}(h(x)) = 0$ (viscosité de l'air négligeable) et $u(0) = -U + \lambda \frac{\partial u}{\partial z}(0)$. On obtient alors :

$$u(x, z) = \frac{dP}{dx} \frac{z^2}{2\eta} - \frac{dP}{dx} \frac{h}{2\eta} z - U - \frac{\lambda h}{\eta} \frac{dP}{dx} \quad (5.12)$$

On écrit ensuite la conservation du volume :

$$\int_0^h u(x, z) dz = 0 \quad (5.13)$$

$$\frac{dP}{dx} \frac{1}{2\eta} \left(-\frac{2h^3}{3} - 2\lambda h^2 \right) - Uh = 0 \quad (5.14)$$

On pose la pression égale à P_0 constante dans l'air. Cette approximation est justifiée car les pertes de pression dues au déplacement de l'air sont très faibles devant les pertes de pression dans le liquide. La loi de Laplace nous donne :

$$P(x) - P_0 = -\sigma C = -\sigma \frac{\frac{d^2 h}{dx^2}}{(1 + (\frac{dh}{dx})^2)^{3/2}} - \sigma \frac{1}{(R - h)(1 + (\frac{dh}{dx})^2)^{1/2}} \quad (5.15)$$

où $C = C_1 + C_2$ désigne la courbure de l'interface et C_1, C_2 désignent les courbures principales. Dans cette expression on peut négliger le terme en $\frac{1}{R}$ car nous sommes à petite échelle devant R . Enfin, tant que l'angle de contact θ_e reste faible, on peut approximer C_1 par $\frac{d^2 h}{dx^2}$. Cette hypothèse est sans aucun doute la plus restrictive, puisque le calcul ci-dessous ne devrait être valable que pour des surfaces relativement hydrophiles. En pratique, de nombreux calculs effectués montrent que cette approximation reste valable pour des angles de contact relativement importants [206].

$$\frac{dP}{dx} = -\sigma \frac{d^3 h}{dx^3} \quad (5.16)$$

Ainsi :

$$\frac{d^3 h}{dx^3} = \frac{3Ca}{h^2 + 3\lambda h} \quad (5.17)$$

avec $Ca = \frac{\eta U}{\sigma}$.

Développement asymptotique dans la zone capillaro-visqueuse

Avec le changement de variable suivant : $h(x) = 3\lambda H(\frac{x\theta_e}{3\lambda})$, $\xi = \frac{x\theta_e}{3\lambda}$ et $\delta = \frac{3Ca}{\theta_e}$, l'équation (5.17) devient :

$$\frac{d^3 H}{d\xi^3} = \frac{\delta}{H^2 + H} \quad (5.18)$$

En respectant les conditions aux limites précédentes, on a $H(\xi = 0) = 1$ et $\frac{dH}{d\xi}(\xi = 0) = 1$. On se place alors à ξ élevé mais toujours dans la zone capillaro-visqueuse :

$$\frac{d^3 H}{d\xi^3} = \frac{\delta}{H^2} \quad (5.19)$$

On pose finalement $y(\xi) = H(\xi)\delta^{-1/3}$ avec $y(0) = 0$:

$$\frac{d^3 y}{d\xi^3} = \frac{1}{y^2} \quad (5.20)$$

Il existe alors une solution exacte à ce problème à l'aide d'un changement de variable :

$$\xi = \frac{2^{1/3}\pi Ai(s)}{\beta(\alpha Ai(s) + \beta Bi(s))} \quad (5.21)$$

$$y = \frac{1}{(\alpha Ai(s) + \beta Bi(s))^2} \quad (5.22)$$

avec Ai et Bi les fonctions d'Airy. Le changement de variable de ξ en s donne les relations suivantes :

$$\xi \rightarrow 0 \Leftrightarrow s \rightarrow +\infty \quad (5.23)$$

$$\xi \rightarrow +\infty \Leftrightarrow s \rightarrow s_1 \quad (5.24)$$

$$\alpha Ai(s_1) + \beta Bi(s_1) = 0 \quad (5.25)$$

En développant y à haut ξ , on peut obtenir un développement asymptotique de la forme :

$$\frac{dy}{d\xi}(\xi) = K_y \xi + b_y + O(\xi^{-1}) \quad (5.26)$$

avec $K_y = \left(\frac{2^{1/6}\beta}{\pi Ai(s_1)}\right)^2$ et $b_y = \frac{-2^{2/3} \frac{dAi}{ds}(s_1)}{Ai(s_1)}$.

En reprenant la solution en changement de variable de y , on peut effectuer un développement asymptotique à faible ξ [217] :

$$\left(\frac{dy}{d\xi}\right)^3 \approx 3 \log\left(\frac{\pi}{2^{2/3}\beta^2\xi}\right) \quad (5.27)$$

On injecte ce développement dans l'équation $\frac{d^3H}{d\xi^3} = \frac{\delta}{H^2+H}$ et en utilisant les développements de Eggers [218] et de L. M. Hocking [219], on obtient :

$$\frac{dH^3}{d\xi} = 1 - 3\delta \log(\xi) + O(\delta) \quad (5.28)$$

En comparant ce développement avec $\frac{dy}{d\xi}^3 \approx 3 \log\left(\frac{\pi}{2^{2/3}\beta^2\xi}\right)$, on obtient le facteur β :

$$\beta^2 = \pi \exp\left(\frac{1}{3\delta}\right) / 2^{2/3} \quad (5.29)$$

on a donc maintenant une définition complète du développement asymptotique de H à fort ξ car nous avons l'expression complète de K_y et b_y .

Évolution de la courbure loin de la zone capillaro-visqueuse

Lorsque l'on s'éloigne de la zone visqueuse, la courbure n'est dominée que par les effets capillaires (les gradients de vitesse deviennent négligeables et donc les effets visqueux aussi). On a donc une courbure qui tend vers $\frac{2}{R_0}$, avec R_0 la courbure à l'équilibre avec un angle de contact apparent θ_{ap} :

$$R_0 = \frac{R}{\cos(\theta_{ap})} \quad (5.30)$$

On peut donc décrire la forme de l'interface dans cette région :

$$h(x) = \tan(\theta_{ap})x + \frac{1}{2} \frac{x^2 \cos(\theta_{ap})}{R} + o(x^2) \quad (5.31)$$

pour x faible et θ_{ap} faible.

Raccordement

Nous développons la relation asymptotique de y en la dimensionnant de nouveau :

$$\frac{dh}{dx} = x K_y \frac{\theta_e^2 \delta^{1/3}}{3\lambda} + b_y \theta_e \delta^{1/3} \quad (5.32)$$

$$\frac{dh}{dx} = x \frac{\cos(\theta_{ap})}{R} + \tan(\theta_{ap}) \quad (5.33)$$

on obtient donc deux équations couplées :

$$K_y \frac{\theta_e^2 \delta^{1/3}}{3\lambda} = \frac{1 - \theta_{ap}^2/2}{R} \quad (5.34)$$

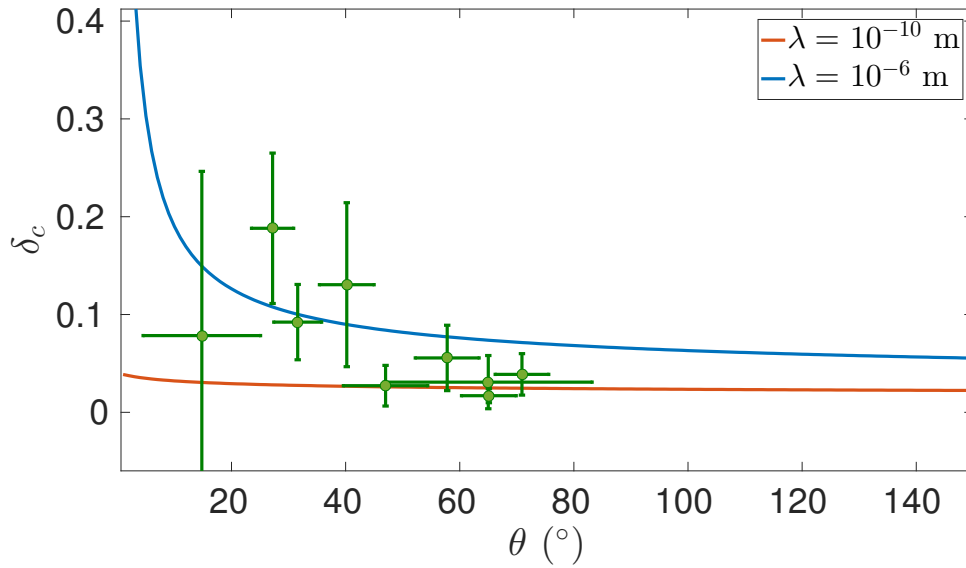


FIGURE 5.17 – Évolution de δ_c expérimentale pour les différents liquides et les différents angles de contact. Les lignes continues représentent les δ_c théoriques pour différentes longueurs de glissement λ

$$\theta_{ap} = b_y \theta_e \delta^{1/3} \quad (5.35)$$

En remplaçant K_y et b_y nous obtenons une équation permettant de trouver s_1 et donc θ_{ap} au travers de :

$$\theta_{ap} = \theta_e \delta^{1/3} \frac{-2^{2/3} Ai'(s_1)}{Ai(s_1)} \quad (5.36)$$

On cherche le δ_c qui correspond au mouillage dynamique, donc à $\theta_{ap} = 0$. Ceci correspond à $Ai'(s_1) = 0$, et cette relation est vérifiée pour $s_1 = s_{max} = -1,088\dots$ et $Ai(s_{max}) = 0.53566\dots$

$$\delta_c = \frac{1}{3} \left(\log \left(\frac{R \theta_e^2 \delta_c^{1/3}}{2^{1/3} 3 \lambda \pi Ai(s_{max})^2} \right) \right)^{-1} \quad (5.37)$$

4.5 Discussion et perspectives

Nous pouvons maintenant comparer nos résultats expérimentaux à ce nouveau développement théorique (figure 5.17) :

On peut voir sur cette figure que l'accord entre les résultats expérimentaux et les prédictions est bien meilleur lorsque l'on prend en compte les effets de la courbure du tube. On peut remarquer que tous les points s'approchant de la courbe théorique pour une longueur de glissement $\lambda = 10^{-6}$ m correspondent aux huiles de silicone et que les points s'approchant de la courbe $\lambda = 10^{-10}$ correspondent aux mélanges aqueux. Cette observation est en cohérence avec ce qui a été dit concernant les longueurs de glissement en fonction des liquides choisis dans la section 4.2 car les mélanges aqueux constitués d'eau (H_2O), de glycérol ($C_3H_8O_3$) ou d'éthanol (C_2H_6O) qui sont de petites molécules, ont de faibles longueurs de glissement alors que les huiles de silicones sont de longues chaînes carbonées entraînant de plus grandes longueurs de glissement [200].

Ajoutons une autre remarque pouvant expliquer les écarts constatés. Le tubes capillaires (Ringcaps 40 μ l) utilisés pour les expériences et les lames de microscope en verre (Thermo Scientific) utilisés pour la mesure de l'angle de contact ont subi le même traitement SAMs. Néanmoins, ces deux verres n'ont pas nécessairement la même rugosité. En conséquence, l'angle

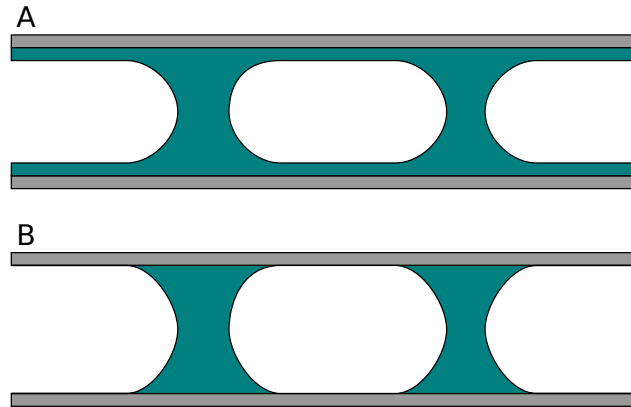


FIGURE 5.18 – Régimes des écoulements de Taylor observables. A : Bulles entourées d'un film de liquide entourant les parois. Si les parois sont non-mouillantes, nous sommes donc dans un régime de mouillage dynamique ou mouillage forcé. B : Bulles en contact avec les parois du tube. Les parois sont non-mouillantes et nous sommes en régime de non-mouillage.

de contact de recul θ_r n'est pas nécessairement strictement identique. Cette remarque peut potentiellement expliquer l'écart restant entre théorie et expérience.

Enfin, nous pouvons ajouter une critique au modèle théorique. Lorsque nous avons décrit l'évolution de la courbure dans la zone centrale du tube, nous avons décrit une situation d'équilibre issue de l'angle de contact apparent θ_{ap} . Ceci n'est valable qu'à faibles nombres capillaires. En effet, tout comme pour l'étude de la forme d'une bulle en déplacement dans un tube capillaire effectuée par Bretherton [145], le modèle doit prendre en compte des corrections de la courbure à plus grands nombres capillaires car les interactions peuvent alors jouer un rôle dans la partie centrale du tube.

Les deux régimes d'écoulement (mouillage ou non mouillage) (figure 5.18) ont déjà été observés dans de nombreux articles traitant de la dynamique de doigts liquides, de bulles ou de ponts liquides dans des dispositifs microfluidiques car la matière la plus communément utilisée pour la fabrication des microcanaux (le PDMS) n'est pas mouillante pour l'eau et de nombreux autres liquides. Néanmoins la transition entre ces deux régimes dans les tubes cylindriques (et encore moins dans les canaux rectangulaires) est rarement étudiée. De nombreux articles se placent directement dans le régime de mouillage et donc traitent le canal comme s'il était mouillant, cf par ex. James A. Howard et al. [158, 220]. Ils supposent donc un mouillage des parois. R. Gupta et al. [221] dit plus clairement que dans la majorité des écoulements observés, il y a présence d'un film de mouillage derrière les ponts liquides. Nous pouvons également citer CN Baroud et al. [222] et CP Ody et al. [178] qui se placent dans le cadre du mouillage des parois car cela correspond aux applications visées. D'un autre côté, il existe des publications s'intéressant au cas du non mouillage comme la publication de J Bico et al. [223] ou de L Shui et al. [224]. Les deux types d'écoulement sont donc bien identifiés mais la transition n'est pas quantifiée.

Ces deux types d'écoulement portent dans la littérature le même nom : *Taylor flow* ou *slug flow*. Bien que certaines études prennent le parti d'un type d'écoulement, certains s'interrogent sur le type d'écoulement comme Kashid et al. [225] en 2007 qui traite les deux cas de mouillage et non mouillage pour essayer de comprendre ses résultats expérimentaux. Piroird et al. en 2011 [226] montrent les deux types d'écoulement mais n'en traitent qu'un seul. Enfin, Cubaud et al. [227] et la thèse de Nan Shao de 2010 [3] présentent également les deux cas mais ne proposent pas d'explications précises de la transition entre les deux régimes d'écoulement. Ainsi, même si les deux types d'écoulement sont désignés dans ces publications, il n'y a pas de tentative d'explication en dehors d'un argument de mouillage statique.

On peut maintenant citer quelques publications essayant de comparer ces deux types d'écoulement et mettant en avant les arguments primaires à l'explication du mouillage ou non des

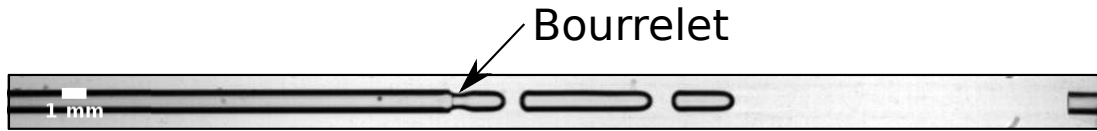


FIGURE 5.19 – Bourrelet se déplaçant vers la droite dans une expérience de mouillage dynamique avec un mélange eau-glycérol à 90%

| Nom du liquide | Vitesse mesurée (mm/s) | Nombre capillaire | Nombre de Reynolds |
|-----------------------------|------------------------|---------------------|-------------------------------------------|
| Glycérol pur | $0,75 \pm 0,19$ | $0,015 \pm 0,004$ | $3,6 \cdot 10^{-4} \pm 1,0 \cdot 10^{-4}$ |
| Mélange eau-glycérol à 90 % | $4,02 \pm 0,51$ | $0,013 \pm 0,002$ | $1,2 \cdot 10^{-2} \pm 1,5 \cdot 10^{-3}$ |
| Mélange eau-glycérol à 85 % | $6,65 \pm 1,11$ | $0,010 \pm 0,002$ | $4,0 \cdot 10^{-2} \pm 6,7 \cdot 10^{-3}$ |
| Mélange eau-glycérol à 70 % | $17,5 \pm 5,7$ | $0,006 \pm 0,002$ | $4,9 \cdot 10^{-1} \pm 1,6 \cdot 10^{-1}$ |
| Mélange eau-glycérol à 60 % | $68,78 \pm 3,45$ | $0,010 \pm 0,001$ | $3,9 \pm 0,2$ |
| Mélange eau-éthanol à 10 % | $376,63 \pm 35,76$ | $0,008 \pm 0,001$ | 185 ± 18 |
| Huile de silicone 10CtS | $9,8 \pm 1,0$ | $0,004 \pm 0,0004$ | $4,9 \cdot 10^{-1} \pm 0,5 \cdot 10^{-1}$ |
| Huile de silicone 5CtS | $4,4 \pm 0,8$ | $0,001 \pm 0,0002$ | $4,4 \cdot 10^{-1} \pm 0,8 \cdot 10^{-1}$ |
| Huile de silicone 2CtS | $5,4 \pm 1,1$ | $0,0004 \pm 0,0001$ | $1,3 \pm 0,3$ |

TABLE 5.6 – Mesures des vitesses de dé mouillage des bourrelets

parois. On peut par exemple citer la review de Shui et al. [224] qui fait référence aux travaux de Serizawa de 2002 [228]. On remarque au travers de ces publications que le mouillage des parois peut dépendre de la vitesse de l'écoulement et de la propreté des parois. Cette propreté influe sur les caractéristiques de mouillage des parois par la même sur les angles de contact. Les ingrédients à l'explication du mouillage dynamique sont donc déjà là. Nous pouvons également citer le travail de Tibirica et al. publié en 2013 [229] qui fait lui même référence à C Choi et al. [230]. Ces deux articles font référence au caractère mouillant ou non des surfaces pour expliquer la différence entre ces deux écoulements mais ne présentent pas de transition. Pour terminer, Chinnov et al. en 2015 [231] fait référence aux recherches de Lee et al. publié en 2008 [232]. Ces travaux présentent une transition entre les deux régimes d'écoulement étudiés ici et proposent une transition empirique de l'écoulement.

Même si cette transition n'est pas à ce jour proprement quantifiée, des auteurs font référence à la transition en citant la transition de Laudau-Levich (comme Reyssat en 2014 [233]) ce qui montre une certaine compréhension qualitative du phénomène sans pour autant apporter des modifications en fonction de la géométrie.

La transition proposée ici est quantifiée dans le cadre tube capillaire. Cette étude permet à la fois de mieux comprendre la littérature autour de ces différents écoulements et de proposer une étude similaire dans le cadre d'autres géométries comme les microcanaux afin d'apporter une réponse définitive aux mouillages ou non des parois dans le régime des *slugs flow* ou *Taylor flow*.

5 Démouillage

Une fois que le régime de mouillage dynamique est atteint, le liquide déposé sur les parois du tube ne veut pas mouiller les parois. Il y a alors un dé mouillage du tube menant à la création d'un bourrelet qui grossit et avance (figure 5.19). Nous avons mesuré la vitesse d'avancée de ce bourrelet pour les différents liquides utilisés. Quelque soit le liquide utilisé, nous avons mesuré de faibles variations de vitesse pendant le déplacement d'un bourrelet, ainsi qu'entre les différents bourrelets formés lors d'une expérience ou encore entre les différents débits utilisés en régime de mouillage. Nous ne présenterons donc ici qu'une vitesse par liquide.

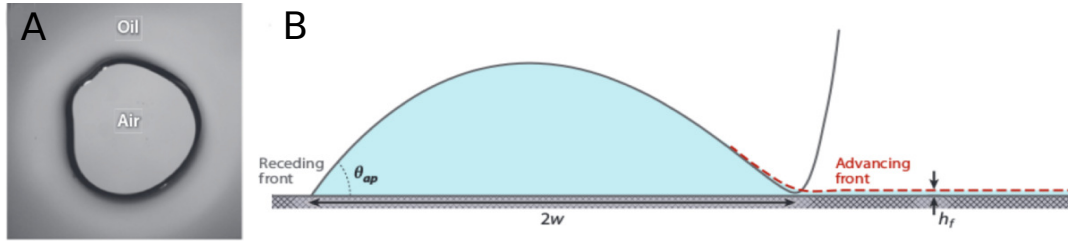


FIGURE 5.20 – A : Image d'un trou créé dans un film d'huile de silicone. On observe le démoillage du liquide sur cette surface fluorée . B : Schéma d'un bourrelet se déplaçant vers la droite à l'issue du démoillage de la surface. On voit le raccordement asymptotique entre les parties droite et gauche du bourrelet [237].

De même que précédemment (tableau 5.6), le nombre de Reynolds Re reste relativement faible pour la majorité des expériences excepté pour le mélange eau-éthanol. Nous nous plaçons à nouveau dans le cadre correspondant à la majorité des expériences, c'est-à-dire à faible nombre de Reynolds. De plus, le nombre de Bond de nos expériences est de l'ordre de 0.1 au maximum. Nous pouvons donc négliger les effets de gravité et les effets inertiels. Nous évaluons donc le nombre capillaire correspondant à la vitesse de rétractation du bourrelet de liquide pour les différents liquides. Si cette vitesse n'était due qu'à des effets de tension superficielle et de viscosité, le nombre capillaire à la transition devrait être identique pour tous les liquides. Dans les expériences le nombre capillaire conserve le même ordre de grandeur mais n'est néanmoins pas identique pour tous les liquides. Ces différences peuvent à nouveau s'expliquer par l'interaction entre le liquide et les parois du tube capillaire. Ces interactions sont prises en compte au travers de l'angle de contact et de δ .

5.1 Théorie du démoillage

L'expérience la plus connue dans la littérature, qui s'apparente à notre problème, est celle du démoillage d'un film de liquide posé sur une surface non-mouillante [234–236]. Le film est percé en un point créant ainsi un trou dans le film de liquide (figure 5.20A). On voit alors un bourrelet se développer qui récupère le liquide qui démoille la surface. Ce bourrelet se déplace à une vitesse constante caractérisée à nouveau par le nombre $\delta = \frac{Ca}{\theta_r}$. La théorie du démoillage développée par Snoeijer and Eggers en 2010 [237] propose le δ suivant pour le démoillage (figure 5.20B) :

$$\delta = \frac{1}{3} \left(\log \left(\frac{4a\theta_e^2 \delta^{1/3}}{3^{4/3} e} \frac{w^2}{\lambda h_f} \right) \right)^{-1} \quad (5.38)$$

avec a un facteur numérique fixé à 1,094, w la largeur du bourrelet et $e = \exp(1)$.

On voit au travers de cette relation que la dynamique dépend de la couche de prémouillage h_f . Il convient de donner une valeur à ce dépôt. Pour cela, nous allons utiliser la vitesse à laquelle est poussée le pont liquide en face du bourrelet. On suppose que l'épaisseur de film déposé par ce pont liquide suit la loi de Bretherton étendue par Aussilous et Quéré (équation 2.2). Nous allons calculer les bornes de ces dépôts en fonction des liquides utilisés et des expériences effectuées (tableau 5.7).

| Nom du liquide | $(h_f/R)_{min}$ | $(h_f/R)_{max}$ |
|-----------------------------|-----------------|-----------------|
| Glycérol pur | 0,109 | 0,237 |
| Mélange eau-glycérol à 90 % | 0,095 | 0,193 |
| Mélange eau-glycérol à 85 % | 0,078 | 0,101 |
| Mélange eau-glycérol à 70 % | 0,043 | 0,062 |
| Mélange eau-glycérol à 60 % | 0,057 | 0,057 |
| Mélange eau-éthanol à 10 % | 0,086 | 0,089 |
| Huile de silicone 10CtS | 0,031 | 0,034 |
| Huile de silicone 5CtS | 0,010 | 0,014 |
| Huile de silicone 2CtS | 0,007 | 0,009 |

 TABLE 5.7 – Calcul des couches de prémouillage h_f

Aux vues de nos expériences, la taille du bourrelet varie de manière importante durant la rétractation du film liquide contrairement aux études de Brochard-Wyart et al. [234]. Cette différence importante est issue du changement de géométrie. En effet, dans le cadre d'un film de liquide que l'on perce en son centre il y a une croissance du périmètre du trou. Cette croissance du périmètre répartie le liquide récolté par le démouillage et permet donc une faible variation de la taille du bourrelet. En conséquence, la vitesse de démouillage est constante dans cette géométrie. Dans notre cas, le périmètre de démouillage reste constant durant tout le démouillage ($2\pi R$), ainsi le bourrelet accumule du liquide et fini par être suffisamment gros pour former un nouveau pont liquide. De plus, théoriquement, rien ne garantie que la vitesse du pont liquide soit constante. Nous avons donc mesuré la vitesse du pont liquide pendant toute sa durée de vie et nous avons constaté que celle-ci varie de moins de 10%. A cette erreur sur la valeur moyenne, s'ajoutent les mesures sur les différents ponts liquides reformés au cours d'une même expérience ce qui nous donne les résultats exposés sur le tableau 5.6.

Pour la suite de notre étude, nous avons également évalué w pour estimer théoriquement δ . À la lumière de nos expériences, la largeur des bourrelets varie entre $2R$ et $4R$ donc w varie entre R et $2R$.

5.2 Discussion

De la même manière que pour la transition de mouillage dynamique, on trace δ des bourrelets pour les différents angles de contact (figure 5.23). De nouveau, on peut retracer cette figure avec uniquement l'angle de contact de recul qui modélise au mieux ce phénomène (figure 5.24). On observe donc une relativement bonne cohérence entre les données expérimentales et les données théoriques.

Nous avons ici utilisé une modélisation de la rétraction du film sous la forme d'un bourrelet correspondant à une géométrie plan 2D. Cette modélisation du phénomène n'est valable que si la hauteur du bourrelet est faible devant le rayon R pour pouvoir négliger les effets de courbure associés à la géométrie cylindrique du tube. Nous savons d'ores et déjà que cette modélisation ne sera pas correcte pour les derniers instants avant le collapse du bourrelet et la formation d'un nouveau pont liquide (figure 5.21). En regardant l'évolution de la hauteur du bourrelet en fonction du temps (figure 5.22), on peut voir que le bourrelet atteint une taille non négligeable devant le rayon du tube R durant la majorité de l'expérience. La courbure issue de la géométrie cylindrique ne peut donc être négligée. Malgré cet effet, la théorie de Snoeijer est cohérente avec nos mesures et permet de retrouver la vitesse de déplacement du bourrelet de liquide.

On peut ici citer les travaux menés par Callegari et al. [238, 239] dans un géométrie cylindrique (figure 5.25). Dans cette première référence, la vitesse de rétractation du bourrelet avait été mesurée dans des tubes en PVC pour différents liquides. Néanmoins ces résultats expérimentaux n'avaient pas été comparés aux prédictions théoriques de Eggers et Snoeijer. Nous avons tracé

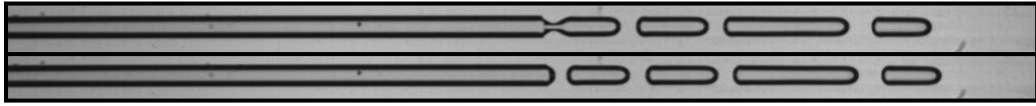


FIGURE 5.21 – Ces photos issues de l'expérience (mélange eau-glycérol à 90%) montrent le collapsé du bourrelet et la reformation d'un pont liquide.

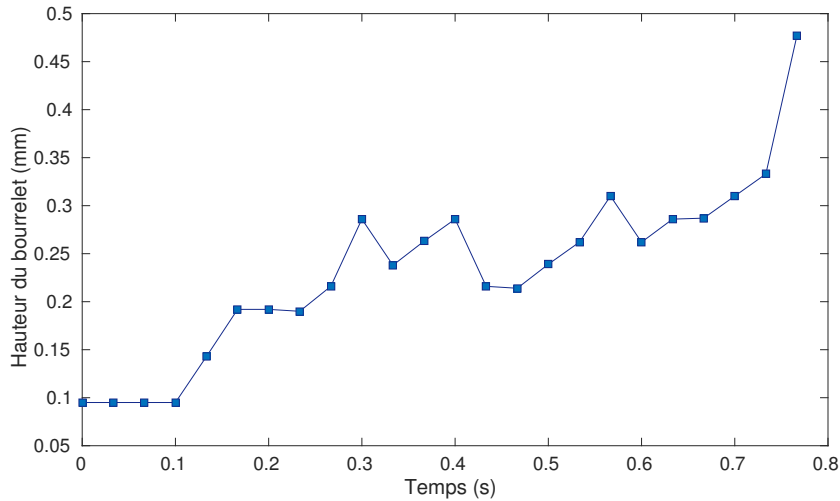


FIGURE 5.22 – Évolution de la hauteur d'un bourrelet (mélange eau-glycérol à 90%) en fonction du temps durant la rétraction. Le rayon du tube utilisé est de $500 \mu\text{m}$. On remarque que la hauteur du bourrelet n'est pas négligeable devant le rayon du tube.

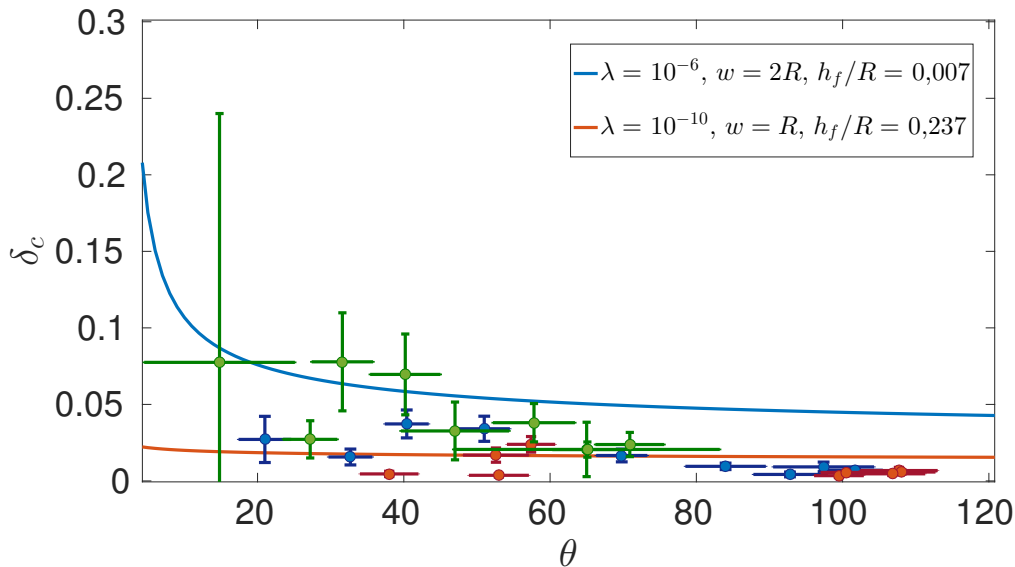


FIGURE 5.23 – Évolution de δ expérimental pour les différents liquides et les différents angles de contact. Les lignes continues représentent les δ théoriques extrémales vis-à-vis de w , λ et h_f .

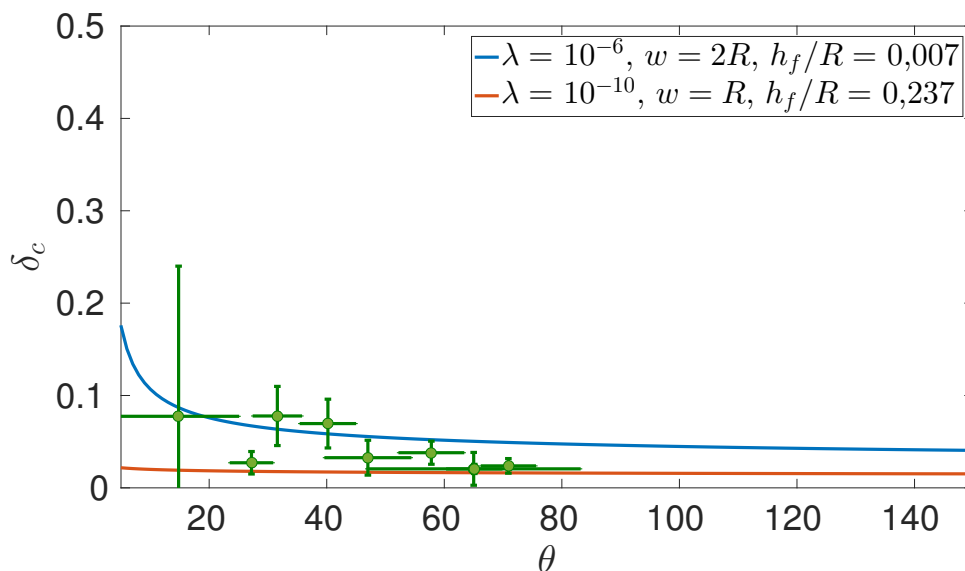


FIGURE 5.24 – Évolution de δ expérimental pour les différents liquides en fonction de l'angle de contact de reculer. Les lignes continues représentent les δ théoriques extrémales vis-à-vis de w , λ et h_f .

δ en fonction de θ_r à partir des données de ce papier sur la figure 5.25. On voit alors que ces résultats ne correspondent pas à la théorie développée par Eggers et Snoeijer en 2010 [200]. Nous pouvons toutefois signaler que les expériences de Callegari ont lieu avec des tubes de 2 mm de diamètre or la longueur capillaire de ces liquides est de l'ordre de 2,3 mm. Il est donc possible que des effets de gravité modifient la vitesse de rétractation du bourrelet de liquide.

Nous allons maintenant nous intéresser dans la prochaine section aux caractéristiques du train de ponts liquides résultant du mouillage dynamique puis du dé mouillage des parois.

6 Création d'un train de ponts liquides régulier

6.1 Introduction

Comme nous pouvons le constater sur les figures 5.21 et 5.6B, le mouillage dynamique des parois puis la rétractation du bourrelet et sa croissance aboutissent à la formation d'un pont liquide. Ce pont liquide étant poussé à une vitesse constante et impliquant un mouillage dynamique des parois, il dépose à nouveau du liquide qui forme un bourrelet et donc un nouveau pont liquide. . . et ainsi de suite jusqu'à la formation d'un train de pont liquide périodique séparé par des bulles dont la taille dépend du débit de forçage. Dans cette partie, nous allons essayer d'évaluer les caractéristiques de ces trains de ponts liquides.

6.2 Résultats

Nous regardons dans un premier temps les caractéristiques du pont liquide qui se reforme (nous excluons ici le mélange eau-éthanol 10% pour les raisons déjà détaillées précédemment). On mesure donc la taille des ponts liquides reformés L_0 . La taille des ponts liquides est relativement peu dépendante des propriétés du fluide et du débit de forçage.

En revanche, la distance entre les ponts liquides L_1 (figure 5.26 et figure 5.28) varie fortement en fonction de le débit de forçage de l'expérience. Nos mesures sont résumées sur la figure 5.27.

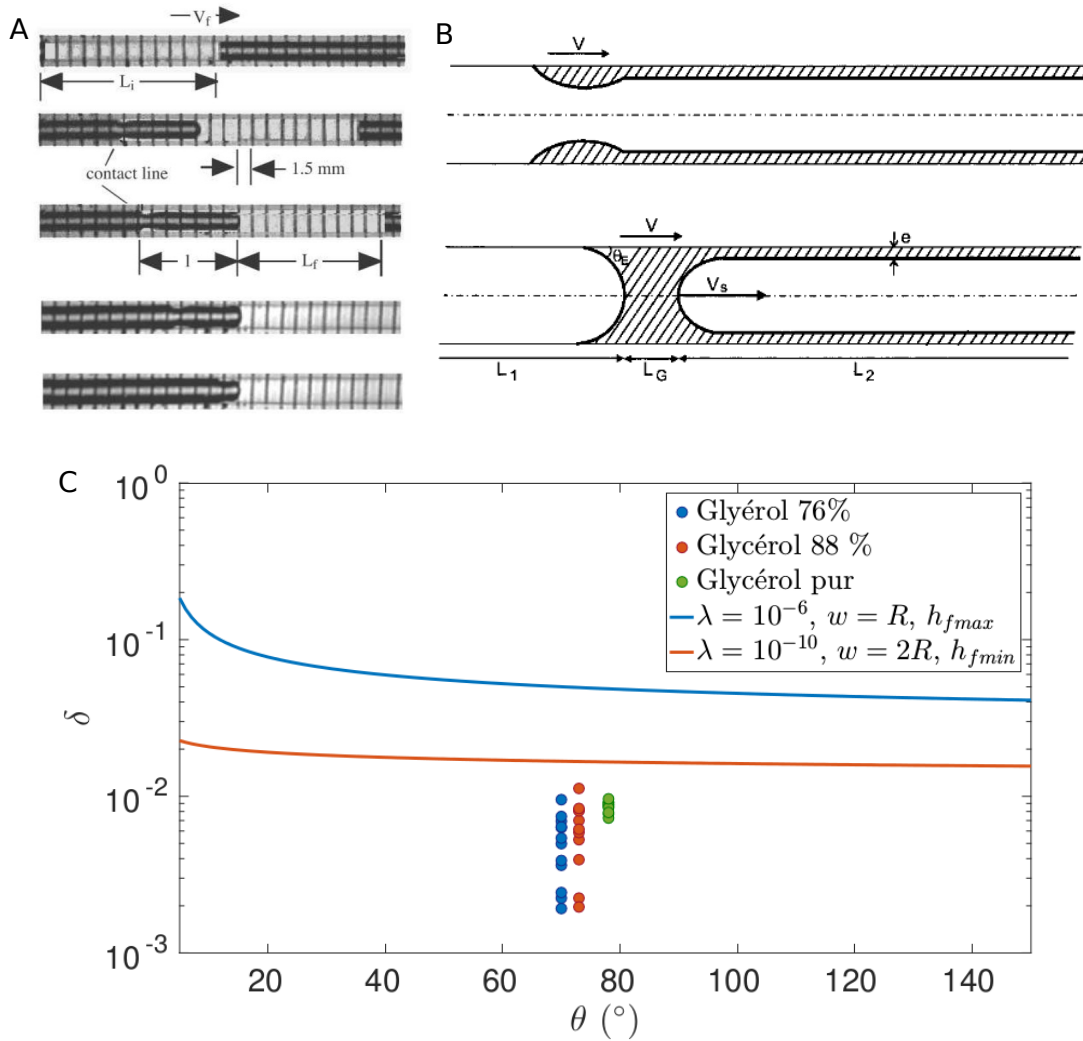


FIGURE 5.25 – A : Séquence de vues d’une expérience de démoillage obtenue avec du glycérol pur. Ce travail a été effectué par Callegari et al. [238]. (i) Situation initiale avec L_i la longueur du pont liquide. (ii) Déplacement du pont. (iii) Fin du déplacement du pont liquide. (iv) Démoillage en cours. (v) Fin du démoillage. B : Schéma de l’étude théorique de Callegari et al. [239] du démoillage d’un bourrelet donnant lieu à un pont liquide dans un tube capillaire. C : Évolution de δ expérimentale pour les différents liquides en fonction de l’angle de contact de recul. Ces résultats sont issus de la publication [238]. Les lignes continues représentent les δ théoriques extrémales vis-à-vis de w , λ et h_f .

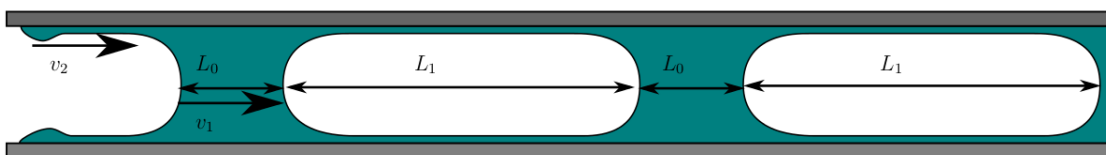


FIGURE 5.26 – Schéma d’un train de ponts liquides en formation.

| Nom du liquide | L_0 |
|-----------------------------|-------------------------------------------|
| Glycérol pur | $7,5 \cdot 10^{-4} \pm 0,8 \cdot 10^{-4}$ |
| Mélange eau-glycérol à 90 % | $8,6 \cdot 10^{-4} \pm 1,5 \cdot 10^{-4}$ |
| Mélange eau-glycérol à 85 % | $8,8 \cdot 10^{-4} \pm 1,0 \cdot 10^{-4}$ |
| Mélange eau-glycérol à 70 % | $9,2 \cdot 10^{-4} \pm 0,7 \cdot 10^{-4}$ |
| Mélange eau-glycérol à 60 % | $9,8 \cdot 10^{-4} \pm 1,8 \cdot 10^{-4}$ |
| Mélange eau-éthanol à 10 % | $5,4 \cdot 10^{-4} \pm 1,0 \cdot 10^{-4}$ |
| Huile de silicone 10CtS | $8,1 \cdot 10^{-4} \pm 1,0 \cdot 10^{-4}$ |
| Huile de silicone 5CtS | $9,2 \cdot 10^{-4} \pm 0,6 \cdot 10^{-4}$ |
| Huile de silicone 2CtS | $9,2 \cdot 10^{-4} \pm 0,5 \cdot 10^{-4}$ |

TABLE 5.8 – Mesure de la taille d'un pont liquide issu d'un bourrelet L_0

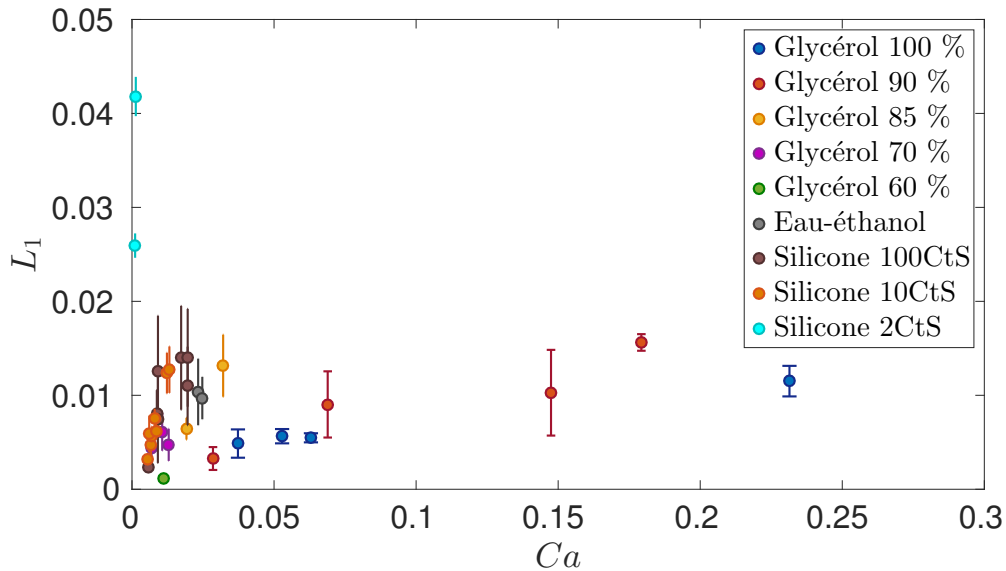


FIGURE 5.27 – Évolution de L_1 en fonction du nombre capillaire associé à la vitesse de forçage

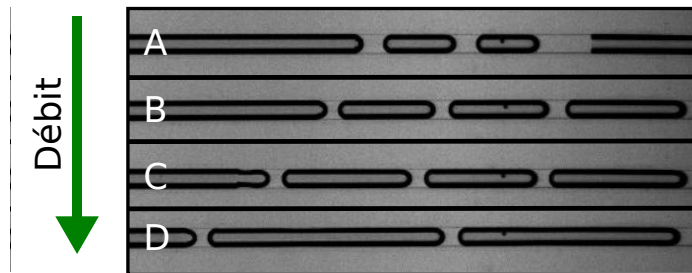


FIGURE 5.28 – Évolution de la taille des bulles L_1 entre les ponts liquides reformés pour différents débits imposés et une huile de silicone de 10 Cts. A : 30 ml.h^{-1} . B : 40 ml.h^{-1} . C : 50 ml.h^{-1} . D : 80 ml.h^{-1} .

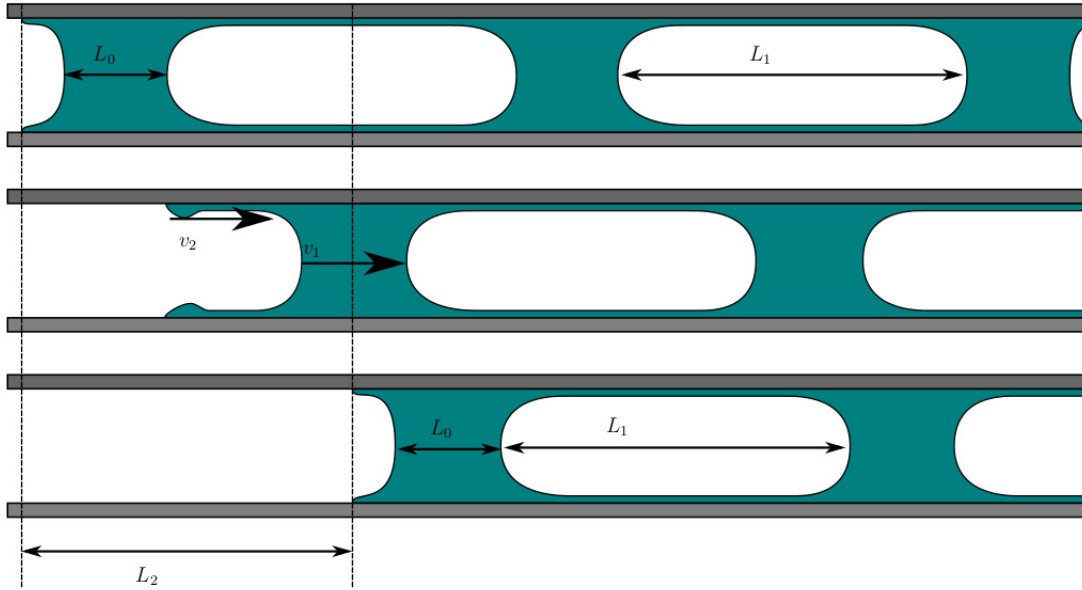


FIGURE 5.29 – Schéma d'un train de ponts liquides en formation.

6.3 Théorie

Nous allons essayer de prédire la distance L_1 (figure 5.29) via un simple bilan de volume. On suppose pour cela que le dépôt de liquide commence à $t = 0$ par un pont liquide avançant à une vitesse v_1 ($Ca = \frac{v_1 \eta}{\sigma}$). Nous connaissons la vitesse du bourrelet v_2 (par la mesure expérimentale car la mesure théorique est imprécise due à la méconnaissance de la longueur de glissement λ). Il nous reste à déterminer l'instant t_f où le pont liquide se forme à partir du bourrelet qui accumule du liquide durant son avancée.

Pour cela, nous évaluons le volume d'un pont liquide de taille L_0 par :

$$V_0 = \pi R^2 L_0 + \frac{2}{3} \pi R^3 \quad (5.39)$$

Ce volume correspond à un corps de pont liquide cylindrique et à des ménisques de formes sphériques. La taille des ponts liquides reformés L_0 est constante et a été mesurée expérimentalement (tableau 5.8). Nous évaluons ensuite le volume de liquide récolté par un bourrelet de largeur w sur une distance L_2 . Nous noterons ce volume V_2 :

$$V_2 = \pi R^2 (L_2 + w) \left(1 - \left(1 - \frac{h_f}{R}\right)^2\right) \quad (5.40)$$

Au moment de la reformation, on a $V_0 = V_2$ (ce qui nous permet de déterminer L_2) et $t_f = \frac{L_2}{v_2}$. On en déduit la taille de la bulle séparant les deux ponts liquides L_1 par l'équation :

$$L_1 = v_1 t_f - L_2 - L_0 \quad (5.41)$$

6.4 Discussion

Afin de mettre à l'épreuve notre théorie, nous avons ajouter les courbes théoriques au graphiques précédents. Ces courbes sont tracées à l'aide des mesures expérimentales de v_1 et v_2 (figure 5.30). On remarque alors une bonne cohérence des résultats expérimentaux. Notre argument géométrique est donc a priori correct.

Les disparités peuvent s'expliquer à travers des erreurs issues des effets de compressibilité de l'air dans le tube capillaire qui résultent :

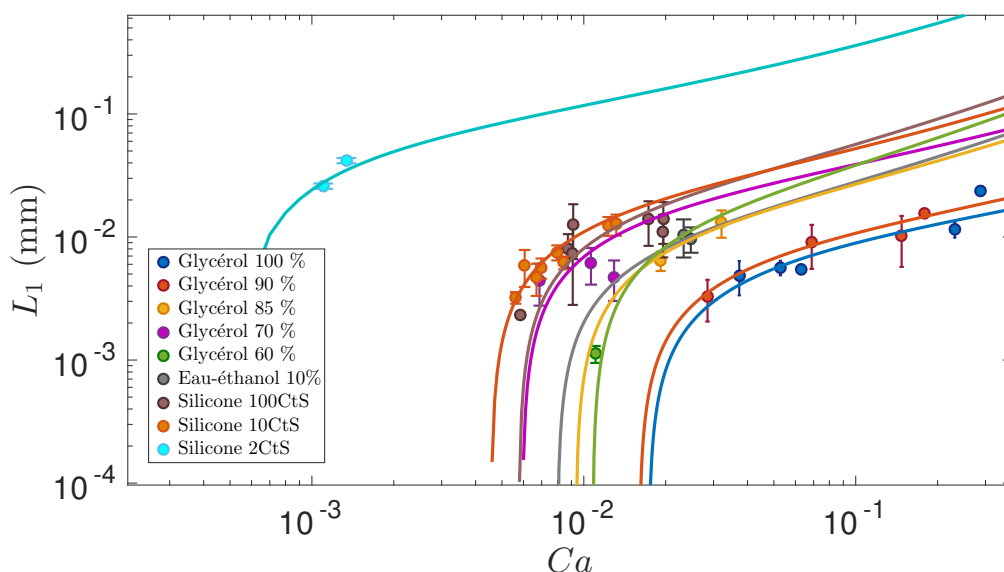


FIGURE 5.30 – Évolution de L_1 en fonction du nombre capillaire associé à la vitesse de forçage. Les courbes en ligne continue représentent le modèle théorique avec les mesures expérimentales de v_1 et v_2 .

- (i) des changements de section dans le dispositif sur l'arrivée d'air qui se traduisent par des effets bouchons [167] apportant une longue période de transition vers un régime de débit d'air stationnaire.
- (ii) la formation de nombreux ponts liquides modifiant la résistance à l'écoulement dans le tube et introduisant de nouveaux effets de compression issus de l'effet bouchon [167].

Ces périodes transitoires sont d'ailleurs évoquées dans la review de Howard et al. [158]. La publication nous explique que les expériences sont menées la plus part du temps dans le cadre du train de ponts liquides avec mouillage et que dans ce cadre les mesures sont effectuées après une période transitoire permettant d'annuler les effets de compressibilité.

Dans notre cas, la présence d'une grande quantité d'air est nécessaire à l'expérience pour permettre la reformation des ponts liquides. Cette évolution du nombre de pont liquide modifie grandement la résistance à l'écoulement du tube dans sa globalité. Nous sommes donc toujours en période transitoire ce qui implique de fortes variations du débit d'air appliqué à notre expérience. Nous n'avons pas d'explication précise à ce sujet mais nous constatons des variations de débit qui peuvent atteindre jusqu'à 30 %. Ainsi un dispositif plus approprié, comme l'utilisation d'huile et d'eau, pour l'étude de ces trains de ponts liquides pourrait permettre une étude plus précise et étendue du phénomène.

Nous aurions également pu tracer les courbes purement théoriques (issues de l'estimation de v_2 dépendant des paramètres w , λ , θ_r et L_0). Il faut toutefois rappeler que les erreurs sur ces paramètres sont trop grandes pour qu'ils puissent aboutir à des prédictions quantitatives.

Sachant que nous avons déjà validé le modèle pour la vitesse de rétractation et le modèle géométrique pour la forme du train de ponts liquides, il suffit donc d'avoir une forte précision sur les paramètres w , λ , θ_r et L_0 pour que la prédiction du train de ponts liquides soit correcte.

Chacune des pièces du modèle ayant été validées, nous avons expliqué les différents phénomènes observables dans ces expériences et nous avons inscrit leurs explications dans le cadre de la littérature existante. Ces différentes mesures et modèles permettent donc d'apporter une explication aux phénomènes observés dans d'autres publications ainsi que compléter certaines lacunes. Nous allons maintenant essayer d'exploiter ces résultats pour proposer des perspectives et des applications potentielles.

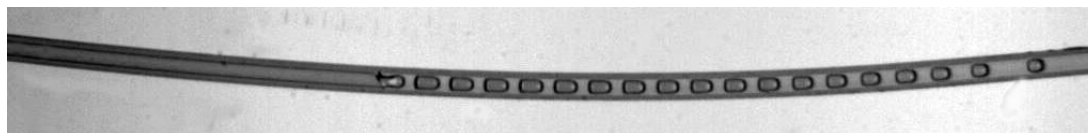


FIGURE 5.31 – Création d'un train de ponts liquides de glycérol pur dans un tube de PTFE de diamètre intérieur 0,56 mm.

7 Applications potentielles

7.1 Déplacement d'un pont liquide dans un dispositif microfluidique

Rappelons que sur une surface parfaitement mouillante, un pont liquide laisse toujours un film de liquide derrière lui et que donc, si le pont liquide se propage dans un canal ou un tube sec (chapitre 2), celui-ci perd une partie de son volume lors de son déplacement. Ceci limite considérablement l'utilisation des ponts liquides pour le transport de liquide ou le mélange de réactifs chimiques. En utilisant des tubes avec des parois partiellement mouillantes et une vitesse inférieure à la transition de mouillage, le pont liquide se déplace sans laisser de liquide sur la paroi. Le volume de chaque pont est conservé et aucun liquide n'est échangé entre les ponts. Cette remarque trouve son importance dans le développement des laboratoires sur puce [240, 241] dont le but est de réaliser des analyses (sanguines par exemple) à petite échelle (dispositif microfluidique avec des échantillons de l'ordre du μL). La quantification de cette transition entre mouillage et non-mouillage apporte ainsi la consigne à ne pas dépasser pour éviter le transfert de liquide entre les ponts et donc la contamination.

Il existe des situations au contraire où le mouillage des parois est souhaitable et le démoillage est à éviter. En effet, dans le cadre des dissipateurs d'énergie thermique mettant en jeu des écoulements de Taylor, une étude a été menée en utilisant des canaux hydrophobes et hydrophiles [230]. La conclusion montre que dans le cas d'un non-mouillage des ponts liquides augmentent de manière significative les pressions demandées pour atteindre une vitesse fixée de l'écoulement. De plus, les canaux traités de manière hydrophobe augmentaient de manière significative les irrégularités temporelles de l'écoulement. Il est donc potentiellement souhaitable d'utiliser des traitements hydrophiles pour éviter le démoillage ou d'utiliser de hauts débits afin d'éviter ce régime au travers d'un mouillage dynamique des parois. Notre quantification permet donc de connaître le débit nécessaire associé à chaque couple liquide-substrat.

7.2 Création de train de ponts liquides

La transition vers un mouillage dynamique a lieu dès que l'on utilise des surfaces non-mouillantes. Ces surfaces sont en réalité très communes. On peut par exemple utiliser un simple tube de microfluidique en PTFE qui n'est pas mouillant pour l'eau et le glycérol. Ainsi, s'il l'on pousse du glycérol dans un tube en PTFE, on peut observer la transition entre non-mouillage et mouillage dynamique et la formation d'un train de ponts régulier et contrôlé avec un dispositif extrêmement simple (figure 5.31).

7.3 Mélange pour micro-réacteurs

La microfluidique présente de très gros avantages pour de nombreux domaines d'application [242] comme les laboratoires sur puce, les micro systèmes pour les applications biologiques ou médicales (essais enzymatiques, dépistage biologique, l'analyse cellulaire) ou encore un large spectre d'applications en chimie (synthèse de nanoparticules, extraction, polymérisation, synthèse organique). Toutefois, la microfluidique est associée à de faibles nombres de Reynolds. Ceci implique que la diffusion de quantité de mouvement est prépondérante devant la convection or la convec-

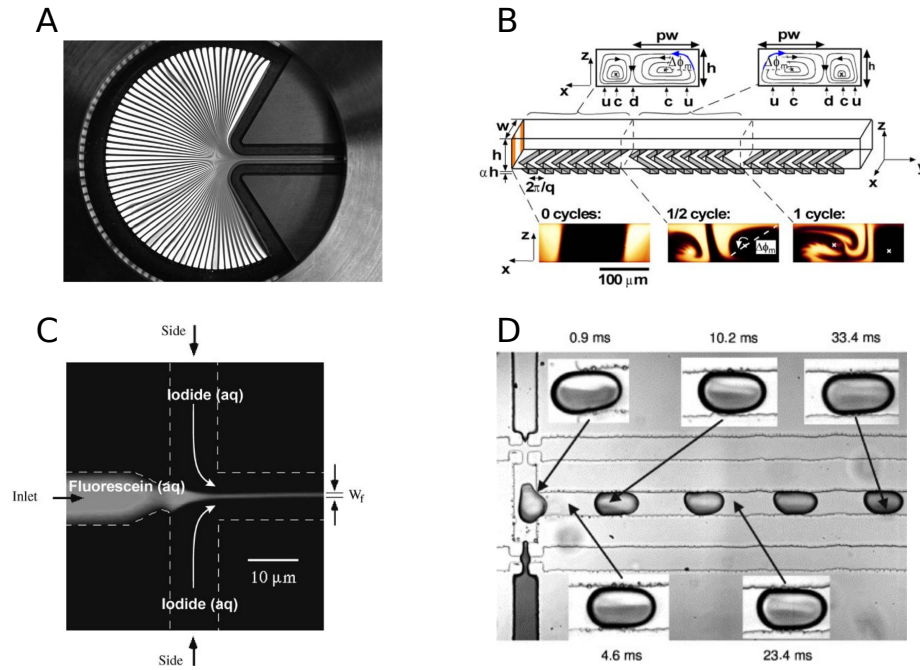


FIGURE 5.32 – A : Motif de multi-laminage avec 138 microcanaux dans un mélangeur [245]. B : Micro-mélangeur avec des structurations en surface des canaux pour la génération de flux chaotique [246]. C : Focalisation hydrodynamique par compression de la ligne de courant centrale par deux courants extérieurs à un débit beaucoup plus grand. La forte concentration augmente les gradients de concentration et donc la diffusion [247]. D : Coalescence de deux gouttes avec des réactifs dans un canallongitudinal. Les réactifs se mélangent dans la goutte durant le déplacement de la goutte [248].

tion est un mécanisme très efficace pour réaliser des mélanges. Le mélange est alors dominé par la diffusion ce qui le rend relativement long (faible nombre de Péclet). Pour contrecarrer cette difficulté des nombreux mélangeurs microfluidiques ont été créés durant ces dernières décades [243]. Les méthodes de mélange peuvent donc se classer en deux catégories : les systèmes passifs et les systèmes actifs. Les systèmes passifs utilisent des facteurs géométriques ou avec plusieurs phases pour mélanger de manière efficace les liquides dans les mélangeurs alors que les systèmes actifs utilisent une source d'énergie extérieure à l'écoulement pour effectuer le mélange avec des interactions comme l'acoustique ou l'électromagnétisme. D'après Ward et al. [244], les systèmes passifs sont beaucoup moins chers à réaliser et ils sont plus faciles à installer sur les systèmes plus complexes. Ils ont néanmoins un désavantage qui est la non modulation possible des caractéristiques du mélangeur. Il faut donc un mélangeur par couple de liquides et de traceurs. Les systèmes actifs sont, a contrario, modulables mais ils nécessitent une source d'énergie externe et ils sont relativement chers et difficiles à intégrer sur des micro-systèmes.

Les systèmes passifs utilisent principalement 4 méthodes [243] : la lamination de l'écoulement en série ou en parallèle pour augmenter la surface d'échange, la focalisation hydrodynamique, la convection chaotique par structuration des parois des canaux ou l'introduction d'écoulements diphasiques (figure 5.32). Les méthodes de mélange sont à choisir en fonction de l'application souhaitée. Ces technologies sont donc à la fois additionnables et complémentaires. Ceci étant dit, de nombreuses publications placent les mixeurs multiphasiques comme étant les favoris [249, 250] car cette méthode ne présente pas de sérieux désavantages. Cette méthode est également appréciée de la communauté médicale au travers de la publication de Chen et al. [251] de 2013. L'une des raisons les plus avancées est l'efficacité de ces mélangeurs mais aussi l'encapsulation du mélange dans une goutte. Ceci permet d'échapper au profil parabolique de l'écoulement monophasique et donc de transporter de manière homogène un échantillon de réactifs. Les réactifs

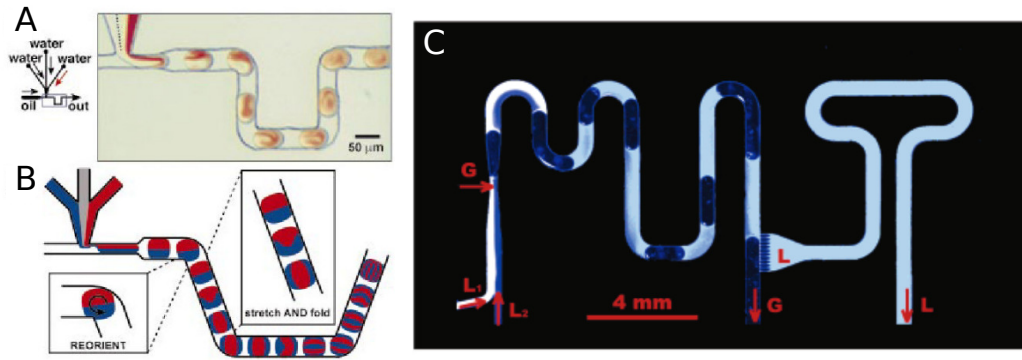


FIGURE 5.33 – A et B : Mélange de couleur, l'écoulement de gouttes se déplaçant à travers les canaux microfluidiques représenté expérimentalement en A et de manière schématique en B [253]. C : Dispositif de mélange biphasique gaz-liquide proposé par Günther et al. [254]. L'objectif est de mélanger les liquides L_1 et L_2 . L'injection de gaz G crée un écoulement de liquide et de gaz segmenté. Les deux liquides sont mélangés dans des ponts liquides puis le liquide mélangé est extrait par un séparateur capillaire.

sont transportés de manière homogène dans une seule goutte ce qui permet de contrôler avec précision les temps de réaction. Ces temps de réactions sont cruciaux pour des domaines tels que la synthèse de nanoparticules car le temps de réaction ainsi que l'homogénéité du milieu réactionnel conditionnent la taille des nanoparticules produites ainsi que la distribution de ces tailles. Ces gouttes présentent un deuxième avantage biologique qui est le non contact avec les parois du canal ce qui permet d'éviter la contamination de l'échantillon. L'écoulement s'allie en général d'un circuit microfluidique avec des changements de direction ce qui permet de faire varier la recirculation au sein de la goutte et ainsi obtenir un mélange homogène. Il est également possible d'obtenir un régime chaotique sous certaines conditions. La performance de ces mélangeurs multiphasiques est fortement dépendante de la distribution initiale des concentrations au sein de la goutte. Malgré cette forte difficulté expérimentale pour mesurer l'efficacité d'un mélangeur Che et al [252] propose une optimisation des paramètres du mélangeur.

Les mélangeurs multiphasiques présentent donc de forts potentiels applicatifs pour les années à venir. Il faut néanmoins souligner que notre cas ne correspond pas exactement au mélangeur diphasique typique. En effet, le cas le plus connu est celui de gouttes liquides encapsulées dans un écoulement d'huile [253] (figure 5.33A et B), or ici nous utilisons des ponts liquides séparés par des bulles de gaz. Nous inversons donc les phases car le mélange a lieu dans le liquide. Ce type de mélange a déjà été proposé par Günther et al. [254] (figure 5.33C). Cette étude a montré son efficacité par rapport aux mélangeurs existants notamment à haut nombre de Péclet. Il présente néanmoins deux désavantages qui sont la perte de l'isolation du milieu réactionnel avec les parois et la présence d'un film de liquide entre les différents ponts liquides constituant le milieu réactionnel. La présence du film pose à nouveau le problème du temps de réaction car le milieu réactionnel n'est plus encapsulé dans une goutte. C'est ici qu'intervient notre potentielle application.

Notre dispositif permet de faire des mélanges de deux ponts liquides sans perte de liquide. Afin de démontrer cela, nous injectons deux ponts liquides de glycérol dans un tube capillaire de 1 mm de diamètre traité en PFTS (hydrophobe). L'un des deux ponts liquides est coloré à l'aide d'un colorant bleu (bleu de méthylène pur). La mise en mouvement du liquide entraîne le mélange des deux ponts liquides (figures 5.34 et 5.35) à l'image du dispositif de Günther et al. [254]. On peut observer sur ces deux expériences les lignes de courant grâce à la présence du colorant. On comprend alors que le colorant se répartit sur l'intégralité du pont liquide grâce à l'écoulement au sein du pont liquide. Le régime d'écoulement étant le non-mouillage, on obtient le mélange sans perte de liquide. Ainsi on peut traiter de manière hydrophobe les surfaces du mélangeur

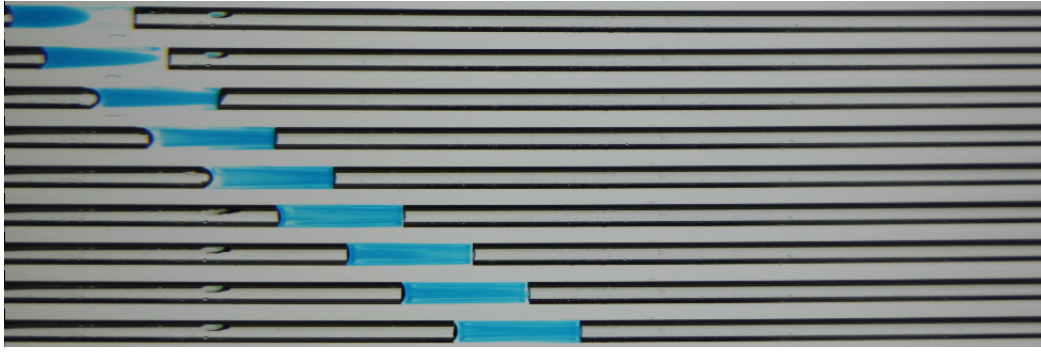


FIGURE 5.34 – Chronophotographie de mélange de deux ponts liquides de glycérol dans un tube traité en PFTS de 1 mm de diamètre. Le régime d'écoulement est ici un non-mouillage des parois.

proposé par A Günther et al. [254] et utiliser une vitesse relativement faible afin d'encapsuler le milieu réactionnel et augmenter le potentiel applicatif de ce mélangeur.

On peut également utiliser une vitesse élevée et donc obtenir un train de ponts liquides à l'aide du régime de mouillage dynamique (figure 5.36). On voit alors que les ponts liquides créés ont des concentrations de colorant différentes et que ces concentrations varient au cours de l'expérience. Il y a donc un équilibrage dynamique de la concentration entre les différents ponts liquides. Ce phénomène, bien que très amusant et esthétique, n'a pas d'application actuelle. Il n'est donc présenté ici que pour le plaisir des yeux.

8 Conclusion

Bien que les phénomènes de mouillage dynamique ou d'écoulement sans mouillage des parois ont déjà été observés dans de nombreuses publications, la transition entre ces deux régimes n'a, à notre connaissance, jamais été quantifiée expérimentalement ni comparée à des modèles théoriques. Ce chapitre propose une quantification de la transition de Landau-Levich dans le cadre d'un tube capillaire cylindrique. Cette étude pourrait à priori être étendue à des microcanaux rectangulaires, qui constituent une grande partie des canaux utilisés en microfluidique. Néanmoins, ce cas risque d'être plus complexe à cause de la présence de singularités dans les coins du canal. L'exploitation de cette transition est d'un grand intérêt pour de nombreuses applications comme les dissipateurs de chaleur biphasique ou les micro-mélangeurs. Il convient donc de se poser la question du régime de mouillage pour chacune de ces applications car les implications sur les performances peuvent sensiblement différer entre les régimes de mouillages.

Dans le régime de mouillage dynamique, un démouillage des parois est observé via le déplacement et la croissance d'un bourrelet à l'extrémité du film liquide. La vitesse de déplacement du bourrelet est cohérente avec les modèles existants. Le mouillage dynamique accompagné du démouillage des parois s'allient pour créer des trains de ponts liquides réguliers. Un simple tube non-mouillant pourrait donc constituer l'un des dispositifs les plus simples pour créer des trains de ponts liquides réguliers.

Notons enfin que la transition entre mouillage et non-mouillage a un impact important sur la dynamique des écoulements de Taylor. En effet, les lois régissant les différences de pression aux interfaces liquide-gaz sont largement modifiées entre un écoulement mouillant [145] et non mouillant (faisant intervenir les angles de contact d'avancée et de recul [160]). Il serait donc intéressant de renouveler cette étude mais en utilisant une contrainte en pression plutôt qu'en débit afin d'observer les différents comportements dynamiques d'un pont liquide sur une surface non-mouillante. En effet, un pont liquide soumis à une relative faible pression devrait se déplacer sans mouiller les parois et donc à volume constant et à vitesse constante. Au dessus d'un seuil critique de pression, le pont liquide devrait atteindre la vitesse de mouillage et donc entrer dans

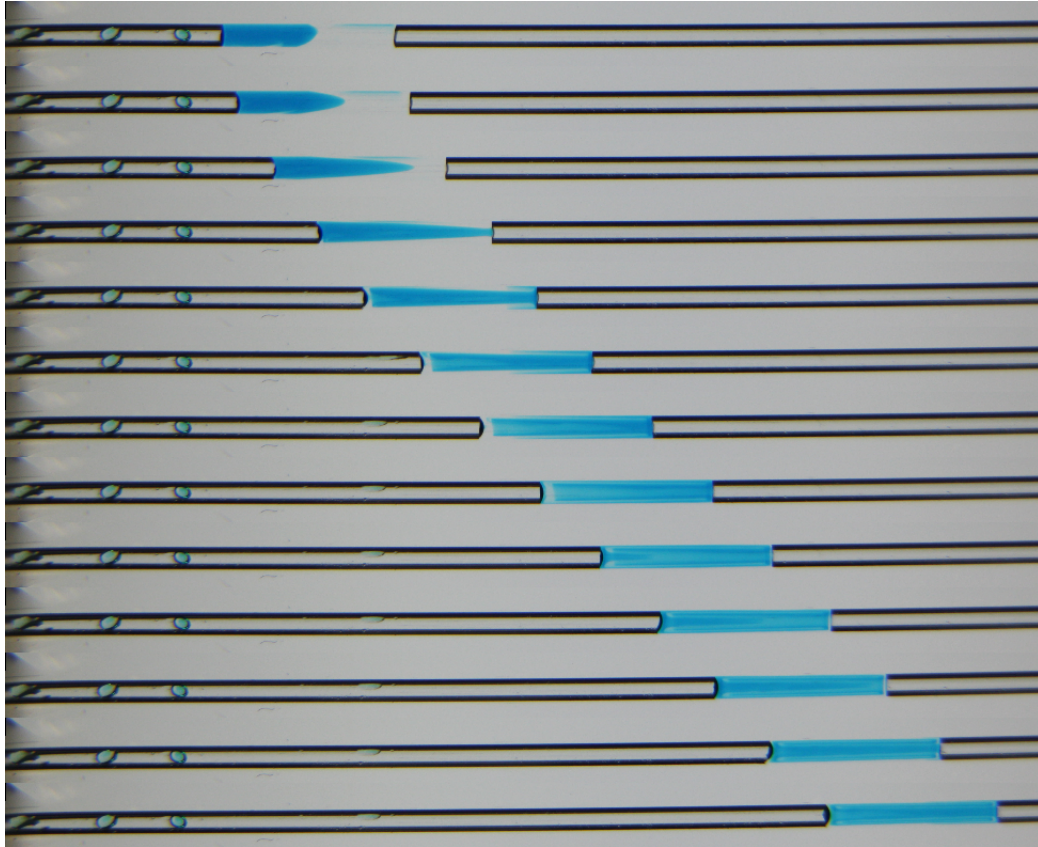


FIGURE 5.35 – Chronophotographie de mélange de deux ponts liquides de glycérol dans un tube traité en PFTS de 1 mm de diamètre. Le régime d'écoulement est ici un non-mouillage des parois.

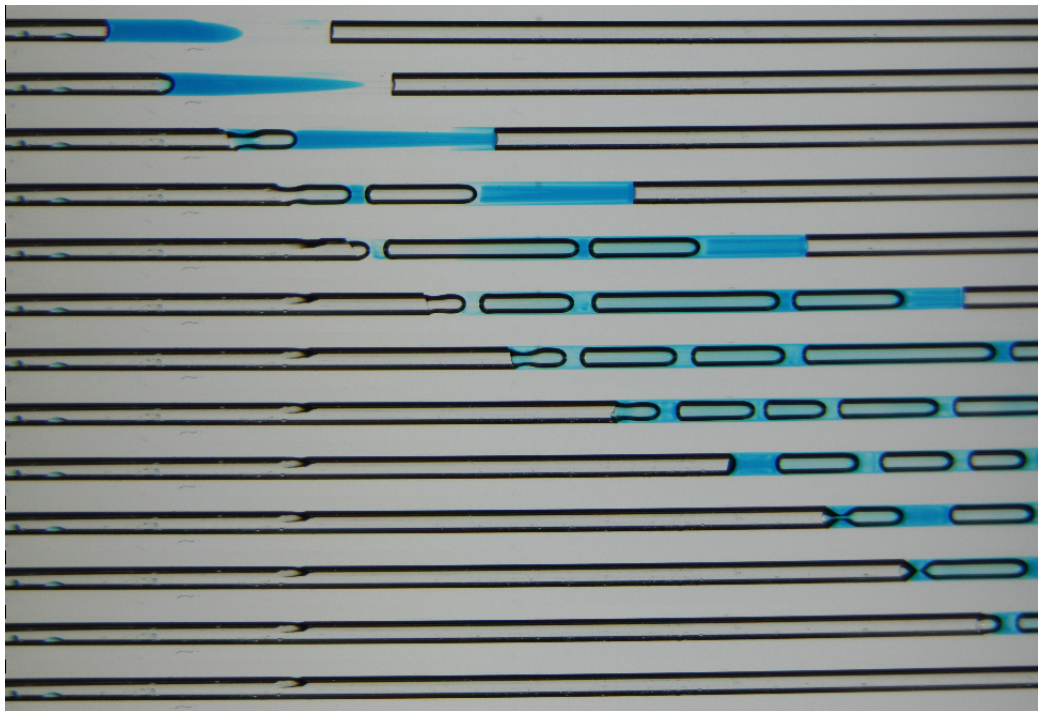


FIGURE 5.36 – Chronophotographie de mélange de deux ponts liquides de glycérol dans un tube traité en PFTS de 1 mm de diamètre avec création d'un train de ponts liquides. On utilise une vitesse supérieure à la transition entre non-mouillage et mouillage dynamique.

une dynamique d'accélération menant à la rupture du pont (chapitre 2). Cette dynamique est de plus modifiée au travers de l'interface arrière qui suit en régime de mouillage la loi de Bretherton.

Conclusion

Dans cette thèse nous avons réalisé dans un premier temps une étude bibliographique de la littérature physiologique afin d'extraire toutes les données mécaniques et géométriques nécessaires à une bonne modélisation des écoulements dans les poumons et notamment des occlusions pulmonaires. En outre, cette étude nous a permis de mesurer la place primordiale qu'occupe la mécanique des fluides dans ces problématiques médicales.

Nous avons ensuite établi un modèle simple des occlusions pulmonaires sous la forme d'un pont liquide dans un tube capillaire pré-mouillé et nous avons étudié la dynamique de ce pont liquide dans différentes conditions de forçage. L'étude que nous avons menée montre de manière expérimentale, l'effet primordial que joue la couche de pré-mouillage dans un tube sur sa dynamique. Ces résultats ont été étendus à des conditions physiologiquement pertinentes.

Nous avons ensuite étudié expérimentalement et numériquement les derniers instants de rupture des ponts liquides dans un tube capillaire pour des régimes (nombres capillaire et d'Ohnesorge) très différents. Nous avons rationalisé les résultats et établi un diagramme de phase de ces régimes. En outre, nous avons simulé numériquement la dynamique de ces ponts pour extraire la contrainte aux parois dans ces différents régimes. Nous nous sommes heurtés à un certain nombre de difficultés numériques, qui à l'heure où nous écrivons ces lignes semblent être en passe d'être résolues.

Enfin, les écoulements de ponts liquides ayant des applications diverses en dehors du domaine médical, nous avons exploré un régime très présent en microfluidique et dans l'industrie, à savoir la dynamique dans des tubes capillaires partiellement mouillants. Ceci nous a permis d'identifier un régime de production de train de bulles calibrées périodique par simple mise en mouvement d'un pont liquide à débit constant. Ce comportement a été rationalisé via une extension de la théorie de la transition de Landau-Levich à une géométrie cylindrique.

En conclusion, cette thèse nous a permis non seulement d'explorer expérimentalement, numériquement et théoriquement des phénomènes physiques nouveaux, mais aussi d'obtenir des résultats préliminaires pertinents pour les poumons. Elle nous a surtout permis de mesurer l'étendue des progrès qu'il nous reste à accomplir pour aboutir à des modèles qui pourront être utilisés dans la thérapie médicale.

Annexe A : Autres applications des écoulements de Taylor

Bien évidemment, les écoulements de Taylor ne jouent pas seulement un rôle dans les maladies pulmonaires ; ils sont aussi très présents dans le milieu industriel s'intéressant à la problématique des écoulements diphasiques dans les milieux poreux [158, 255–258], la problématique du transport de pétrole dans les pipelines [259–263], le flux séparé de vapeur et d'eau dans les installations de production d'électricité, dans l'extraction de pétrole issue de la fracturation hydraulique ou encore dans des systèmes microfluidiques [264, 265]. Nous nous contenterons de détailler rapidement trois des ces applications (voir figure 5.37) :

- Dans le cadre d'une extraction de pétrole, lorsque le niveau d'huile dans une formation géologique tombe au-dessous d'un certain niveau critique, le pompage de l'huile vers l'extérieur devient de plus en plus difficile. Des procédés de récupération d'huile secondaire ou tertiaire tels que l'injection d'eau et / ou l'inondation de tensioactif sont utilisés pour déloger et déplacer l'huile qui peut être présente dans les micro-conduits de la roche. Dans certains cas, la configuration du film tapissant ces tubes peut se rompre, ce qui entraîne des occlusions [266–268] eau/huile (similaire aux occlusions air/mucus). Ces ponts liquides sont donc mis en mouvement et peuvent perturber le bon fonctionnement des exploitations.
- Dans le cadre des systèmes microfluidiques à application médicale ou industrielle [147, 251, 269–274], l'un des grands enjeux est l'obtention de mélanges rapides [275] dans ces microcanaux. De nombreuses technologies ont donc vu le jour afin d'obtenir des mélangeurs chimiques efficaces parmi lesquels les mélangeurs biphasiques tiennent une place de choix.
- Dans le domaine de l'informatique et du hardware, le refroidissement des processeurs est important pour l'obtention de hautes performances de calcul. Ce système de refroidissement est contraint par la miniaturisation des composants informatiques. Afin d'augmenter les rendements de ces refroidisseurs, on peut utiliser des systèmes thermodynamiques à changement de phase (comme dans les frigos) mais ces changements de phase impliquent la présence d'écoulement de Taylor dans des systèmes microfluidiques. Ce type d'écoulement perturbe alors l'efficacité du refroidisseur [276].

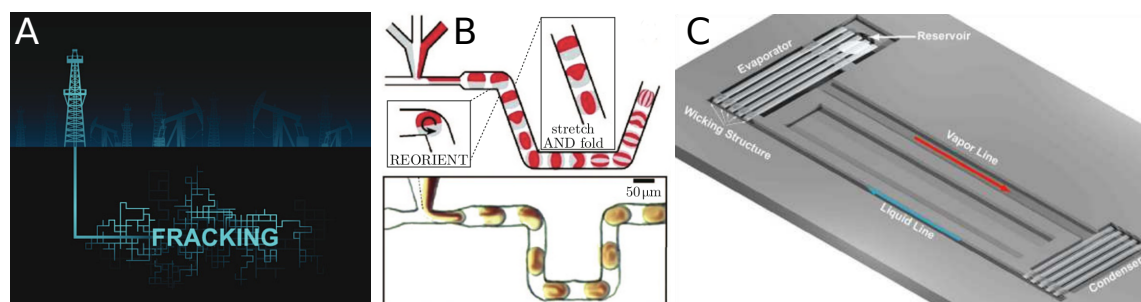


FIGURE 5.37 – A : Schéma de l’hydrofracking pétrolier. B : Mélange de micro-gouttelettes s’écoulant dans un système de microcanaux [277]. C : Exemple de microsystème de refroidissement diphasique [278]

Annexe B : Médecine

Dans cette annexe, nous allons voir le rôle central joué par les occlusions pulmonaires ainsi que le mécanisme de réouverture des bronches dans les pathologies pulmonaires, les diagnostics ainsi que les traitements de ces maladies.

Pathologies

Le système respiratoire est particulièrement sensible aux agents infectieux à cause de l'importante surface de contact entre l'air et les cellules épithéliales. Au Canada plus de 3 millions de personnes sont atteintes par des maladies respiratoires tandis qu'en France 34 000 personnes meurent chaque année à l'issue d'une maladie pulmonaire (le tabac en étant la cause majeure) [1]. Une partie non négligeable de ces pathologies mènent à la création d'occlusions :

- Pneumothorax : augmentation de la pression pleurale P_e sur les bronches favorisant leur effondrement et donc les occlusions.
- Effusion pleurale ou pleurésie : inflammation aiguë de la plèvre (enveloppe séreuse entourant les poumons) s'accompagnant ou non d'une effusion de liquide autour des poumons. Cette effusion augmente la pression pleurale sur les bronches favorisant leur effondrement.
- Emphysème : destruction des tissus parenchymateux (tissus des bronchioles) entraînant une diminution de l'épaisseur des parois des bronches et des alvéoles. Ces parois plus fines résistent moins bien aux instabilités élastiques et donnent lieu plus facilement à des effondrements de bronches et donc des occlusions pulmonaires [75, 279]. La création des occlusions entraîne une augmentation des efforts à fournir pour atteindre un volume ventilatoire suffisant. De plus, les dégâts causés aux alvéoles entraînent une augmentation du volume mort du poumon (volume du poumon inutilisé) qui s'exprime par une déformation du thorax sous forme de tonneau. Enfin, les capillaires sanguins, en grande quantité dans les poumons, pâtissent également de ces dégâts entraînant une augmentation de la résistance à l'écoulement dans le système sanguin et donc des problèmes cardiovasculaires [1]. Cette dégradation des cellules épithéliales est issue de la forte répétition des occlusions pulmonaires en un point. Ces dégâts sont produits par l'effondrement des voies respiratoires sur elle-même [75], le passage répété de ponts de mucus dans une bronche [138, 139, 280] ou la rupture de pont liquide dans une bronche [149] (voir figure 5.42). Les contraintes subies par les cellules épithéliales sont issues des contraintes visqueuses et des gradients de pression liés au mouvement des ponts liquides.
- Dysplasie : malformation ou déformation du poumon [281] pouvant favoriser la création d'occlusions.
- Oedème pulmonaire : accumulation de fluide dans les bronches donnant lieu à des occlusions.
- Bronchite : c'est une irritation des bronches qui se manifeste par une surproduction de mucus, aux propriétés rhéologiques parfois altérées [31], et une fibrose du tissu (ces tissus perdent en élasticité). La surproduction de mucus et la contraction des bronches issues de

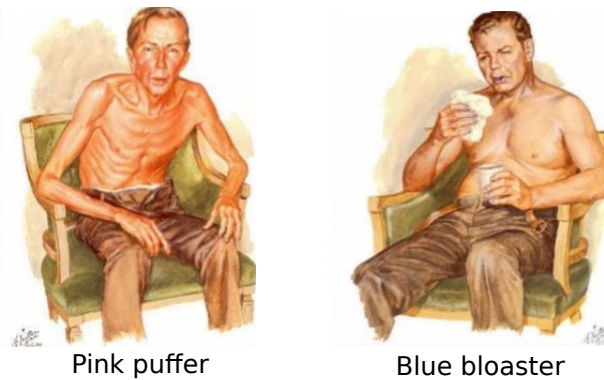


FIGURE 5.38 – Représentation d'un pink puffer (patient maigre avec un teint rosâtre) et d'un blue bloater (patient avec un teint bleuâtre souffrant de cyanose et d'hypoxie)

l'irritation favorise la création d'occlusions et donc une forte augmentation de la résistance à l'écoulement ainsi qu'une plus forte probabilité de développer des infections pulmonaires [1]. Ces irritations peuvent être dues au tabac inhalé par les fumeurs. Enfin, une bronchite devient chronique si elle survient régulièrement.

- Tuberculose : infection pulmonaire pouvant entraîner des sursécrétions de mucus et donc des occlusions pulmonaires [1].
- BPCO (Bronchopneumopathie chronique obstructive) : cette maladie regroupe les emphyèmes et les bronchites chroniques. C'est l'une des principales causes de décès et d'invalidité dans le monde et Marieb [1] prédisait que cette maladie deviendra la troisième cause de mortalité dans le monde d'ici à 2020. Les fumeurs représentent une grande partie de ces malades (80%) car l'inhalation d'agents irritants est l'une des causes de cette maladie. Pour les mêmes raisons, la forte exposition à la pollution, notamment dans les chantiers, est un facteur de risque pour cette maladie. Cette pathologie se caractérise par une dyspnée (sensation de respiration anormale et difficile), une toux fréquente et fréquentes infections pulmonaires. Ces symptômes s'expliquent par la présence d'occlusions pulmonaires. Cette difficulté à respirer peut dégénérer en insuffisance respiratoire avec une hypoventilation et donc une oxygénation du corps en dessous de la normale [1]. La BPCO donne alors lieu à deux conséquences différentes : soit une surconsommation d'oxygène pour réussir à vaincre l'augmentation de résistance à l'écoulement s'accompagnant d'un amaigrissement du patient et un teint rosâtre (les "pink puffers"), soit une hypoxie (manque de dioxygène dans le sang) et une cyanose (un bleuissement des organes sous oxygénés) (les "blue bloaters") [1] (voir figure 5.38).
- Syndrome de détresse respiratoire : inflammations et œdèmes pulmonaires entraînant le rétrécissement des voies respiratoires. Ce syndrome peut être également dû à une déficience de surfactant dans le mucus [282]. Ce rétrécissement favorise les instabilités capillaires et élastiques menant à la création d'occlusions pulmonaires. D'autres facteurs peuvent également rentrer en compte comme l'accumulation de mucus dans la bronche ou des emphyèmes diminuant l'élasticité des parois et augmentant la persistance des occlusions [111]. Cette détresse respiratoire est commune dans le cas de syndrome d'aspiration de méconium (excréments du bébé à la naissance) [283], pour les fumeurs [284] ou encore les patients souffrant de sepsis [285, 286].
- Détresse respiratoire du nouveau né : cette pathologie touche un grand nombre d'enfants prématurés. On estime que 2,1% de la mortalité infantile aux États-Unis est issue de cette pathologie [287]. Elle est causée par l'utilisation de l'arbre pulmonaire alors que certaines cellules pulmonaires ne sont pas arrivées à maturité (les cellules alvéolaires de type II ou pneumocytes de type II). Ces cellules sont chargées de sécréter des surfactants au sein des

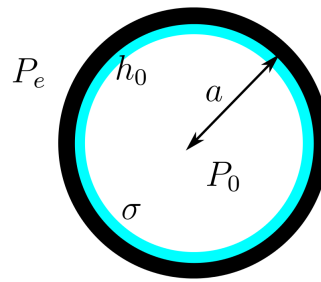


FIGURE 5.39 – Schéma mécanique d'une alvéole

alvéoles pulmonaires [1] et celles-ci ne se développent que durant les deux derniers mois de la grossesse. En l'absence de surfactant, la tension de surface du mucus est très élevée ce qui implique une forte tension de surface du liquide et donc une très faible pression au sein de l'alvéole pulmonaire. En effet, l'alvéole peut être modélisée par une fine sphère élastique tapissée en son intérieur d'un liquide similaire au mucus d'épaisseur h_0 (voir figure 5.39). Cette sphère est soumise à une pression extérieure P_e et l'air à l'intérieure est à la pression P_0 . La résultante des forces radiales qui s'appliquent à cette sphère est donc de :

$$F_r = 4\pi a \left(P_0 - \frac{2\sigma}{a - h_0} - P_e \right) \quad (5.42)$$

On voit donc que la tension de surface (celle-ci est d'autant plus forte en l'absence de surfactant) et la pression extérieure peuvent entraîner un affaissement de l'alvéole sur elle-même et donc une impossibilité d'échange gazeux et d'importants dégâts aux cellules épithéliales de l'alvéole. De même que pour les bronches, l'élasticité des alvéoles peut venir contrer cette instabilité bien que le module d'Young des alvéoles soit très faible ($E = 300$ kPa [282]). A cette difficulté s'ajoute le fait qu'aux premiers instants de la naissance, les poumons des nouveaux nés sont partiellement remplis de liquide [288, 289]. Le nouveau né doit donc ouvrir ses voies respiratoires totalement encombrées dans les premiers instants.

- Asthme : les causes de cette maladie ne sont pas toutes connues mais elle se caractérise par une inflammation des voies respiratoires et une bronchoconstriction. Ces deux phénomènes donnent une sursécrétion de mucus et une diminution du diamètre des bronches et favorisent donc la création d'occlusions pulmonaires. De plus, le mucus sécrété a des propriétés rhéologiques modifiées. Ces propriétés du mucus rendent le transport ciliaire moins efficace entraînant son accumulation dans les bronches. Cette accumulation finit par créer des occlusions pulmonaires [31]. En conséquence, le patient ne peut plus s'oxygéner et il ressent une forte augmentation de la résistance à l'écoulement dans le poumon. Cette pathologie se caractérise par des épisodes de crise aiguës et des périodes asymptomatiques. C'est un phénomène réversible [1].
- La mucoviscidose : aussi appelé fibrose kystique, c'est une maladie génétique des populations issues d'Europe du Nord [1]. Les caractéristiques rhéologiques du mucus sécrétés sont altérées [290]. Un autre aspect important de cette maladie est la caractéristique biologique du mucus qui est moins antiseptique qu'un mucus sain. La présence de certaines bactéries dans le mucus (*pseudomonas aeruginosa*) active un gène qui incite les cellules muqueuse à sécréter une grande quantité de mucine (mucus aux propriétés viscoélastiques) anormale. Les caractéristiques rhéologiques anormales du mucus sont exclusivement issues de ces infections [291]. Ce mucus ayant de mauvaises propriétés viscoélastiques diminue l'efficacité du système ciliaire et s'accumule dans les bronches [31, 292] créant par là même des occlusions pulmonaires. Ces occlusions de mucus favorisent grandement les infections

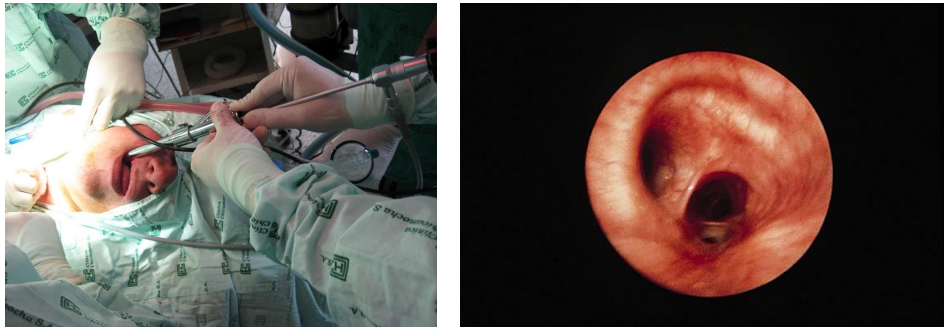


FIGURE 5.40 – La bronchoscopie est un examen endoscopique servant à visualiser l’intérieur de l’arbre bronchique. C’est un examen invasif nécessitant une anesthésie générale.

pulmonaires futures. Or le mucus présentant des signes d’infection a des propriétés rhéologiques augmentant l’inefficacité du transport ciliaire et donc les occlusions [293]. Cette maladie développe donc en chaîne des infections, des inflammations et des occlusions pulmonaires. Les infections et les inflammations à répétition finissent par faire des dégâts si important au poumon que la seule solution devient la transplantation d’un nouveau poumon pour le patient [1].

- Cancer du poumon : c’est le cancer qui cause le plus de décès (devant le cancer du sein, de la prostate et colorectale réunis) et il est issu du tabagisme dans la grande majorité des cas. Le taux de guérison est très faible et le décès arrive relativement vite après le diagnostique (environ 1 an). La création d’occlusions est issue de l’utilisation de tabac. En effet, le tabac est responsable d’une inhibition du système de transport mucociliaire notamment dans la trachée. La toux reste alors le seul moyen d’évacuer le mucus des bronches. C’est pour cette raison que l’on évite de prescrire aux fumeurs des anti-toussifs. La toux a néanmoins le désavantage de créer de fortes lésions dans l’arbre bronchique favorisant les occlusions futures [1]. Les occlusions favorisent également le développement de fortes infections.
- Vieillesse du système respiratoire : ralentissement de l’activité du système mucociliaire et donc accumulation de mucus dans les bronches donnant lieu à des occlusions plus fréquentes [1].

Diagnostic

Pour diagnostiquer ces maladies, un bon moyen est l’utilisation du stéthoscope. Cette instrument permet d’écouter les sons issus de processus physiologiques dans le poumon. Lorsqu’un malade est atteint d’une maladie d’encombrement respiratoire, celui-ci présente de multiples occlusions à différents niveaux du poumon. Au travers d’une respiration plus ou moins forcée, le patient réussit à détruire les occlusions pulmonaires. La destruction de ces occlusions se manifeste par un son. Ce son s’apparente à celui émis par une personne essayant de boire les dernières gouttes d’une boisson dans un verre à l’aide d’une paille, la paille représentant la bronche et la boisson le mucus. A l’aide du stéthoscope, le médecin peut donc entendre le nombre d’occlusions détruites par le patient pendant l’examen. Le nombre de pics sonores ainsi que la particularité du son donnent des renseignements importants pour le diagnostique de la maladie d’encombrement respiratoire [294]. Les médecins et les kinésithérapeutes arrivent par là même à distinguer le type de maladie respiratoire dont souffre le patient grâce au son particulier émis par la destruction des occlusions. Le diagnostique peut se poursuivre à l’aide d’une bronchoscopie (voir figure 5.40).

Aujourd’hui de nombreux chercheurs s’intéressent à l’étude du son émis par la rupture de ces occlusions pulmonaires afin de développer des outils plus performants en terme de diagnostiques non invasifs. Les études consistent à étudier la statistique des sons enregistrés à la sortie de la

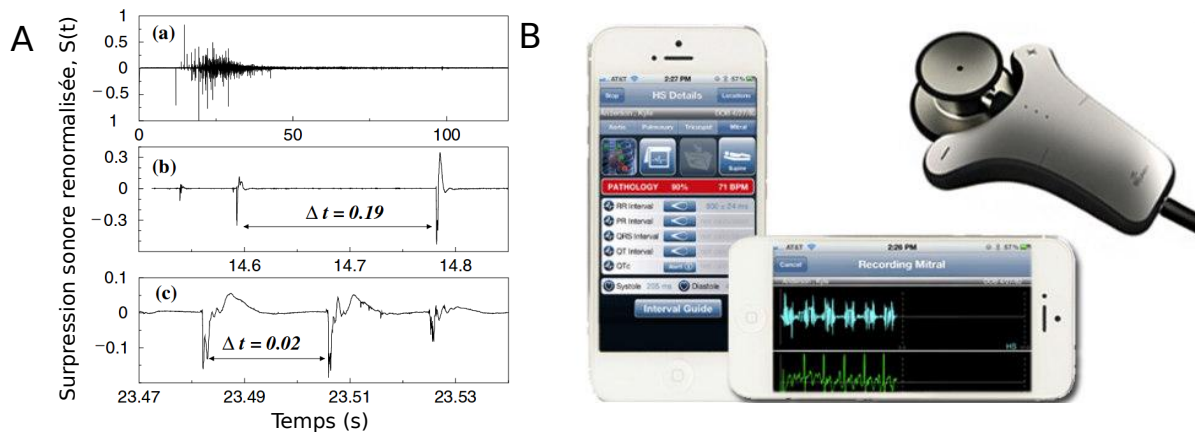


FIGURE 5.41 – A : Données expérimentales du son émis par l'inspiration d'un chien [295] : a) Série chronologique de pression sonore $S(t)$ pendant la première inflation d'un lobe pulmonaire du chien à partir de l'état effondré enregistré à une vitesse de 22 050 Hz ; b) un segment agrandi de $S(t)$ avec des pics consécutifs correspondant aux réouvertures de l'arbre pulmonaire. L'intervalle caractéristique est de $\Delta t \approx 0,2$ s entre deux pics ; c) un autre segment de a) avec $\Delta t \approx 0,02$ s. B : Système CardioSleeve de la société Riiuven analysant le son du coeur pour en détecter les anomalies.

trachée d'animaux ou de patients [295] (voir figure 5.41 A) et d'essayer de relier ces statistiques aux phénomènes de rupture des occlusions dans le poumon [154, 162, 296–298]. Une fois le lien fait, on peut essayer d'obtenir des informations pertinentes sur le signal sonore issu d'un patient afin qu'il soit relié à un type de pathologie. Des applications similaires existent déjà dans d'autres domaines. On pourra ainsi citer l'entreprise Riiuven qui a développé le Stethophone "CardioSleeve" (voir figure 5.41 B) qui permet d'enregistrer et d'analyser le son du coeur afin d'y détecter des anomalies cardiaques.

Traitements

En fonction des pathologies, différents traitements sont possibles. Ceux-ci permettent un rétablissement ou une amélioration de la vie du patient. La plupart des études médicales ayant pour objectif d'étudier ces traitements s'intéresse à l'origine biologique de la maladie, les facteurs de risque provoquant ces maladies à l'aide de statistique ou encore à la comparaison entre les différents traitements possibles pour choisir le plus efficace [279, 299, 300]. Ces études ne décrivent pas les mécanismes permettant le traitement du patient notamment au travers de la mise en mouvement de ponts liquides dans les poumons. Pourtant des études scientifiques existent dans le domaine de la bio-mécanique pour apporter des réponses et essayer d'optimiser ces différents traitements. Nous allons ici nous intéresser aux traitements [282] existant trouvant une cohérence vis-à-vis des écoulements diphasiques dans les poumons.

Nous commencerons par les traitements consistant en l'introduction de substances médicamenteuses dans les poumons sous forme de liquide (thérapie de remplacement de surfactant, médicaments, . . .) [110, 113, 114, 301–304]. L'objectif de cette méthode est d'introduire dans la trachée du patient un liquide contenant la substance active et de l'amener au lieu désiré dans le poumon à l'aide ou non d'un système de ventilation forcée. En fonction du traitement, il est important de répartir de manière très homogène la substance liquide dans l'intégralité de l'arbre bronchique ou, au contraire, d'amener le liquide dans une zone ciblée pour ne pas endommager d'autres parties du poumon et augmenter les doses [111]. Ces thérapies peuvent avoir un impact sur la santé important puisque la thérapie de remplacement de surfactant pourrait diminuer la mortalité infantile souffrant de détresse [305] respiratoire d'un facteur 2 [306].

Dans cet objectif, des études expérimentales, théoriques et numériques ont été menées. Ces recherches ont montré que l'utilisation de fort débit d'air dans les poumons permet une distribution plus homogène du liquide [307–309], alors que les effets de gravité tendent à rendre asymétrique la distribution du liquide dans les voies respiratoires. Les effets de la viscosité ont également été étudiés montrant qu'une forte viscosité du liquide entraîne une répartition plus homogène du liquide dans le poumon mais le liquide n'atteint pas les voies les plus profondes du poumon [310]. Un juste milieu est donc à trouver [311]. Quelque soit la méthode de ventilation choisie, les ponts liquides n'atteignent pas les alvéoles pulmonaires mais ils se cassent avant d'arriver au plus profond du poumon. C'est là qu'interviennent deux autres mécanismes de transport : la gravité et l'effet Marangoni. En effet, le liquide injecté contient dans la majorité des cas, une forte concentration en surfactant ce qui entraîne un effet Marangoni transportant les substances médicamenteuses jusqu'au bout des voies pulmonaires [8, 12, 32, 111, 312, 313]. De nombreuses études essaient aujourd'hui de modéliser les écoulements dans le réseau complexe que constitue l'arbre bronchique mais ces modèles ne prennent pas en compte toute la complexité du poumon [164, 173, 314, 315].

Une autre méthode de traitement consiste à supprimer l'interface liquide-air en injectant un perfluorocarbure dans lequel on peut dissoudre une grande concentration d'oxygène et donc effectuer une convection de liquide dans le poumon en supprimant les problèmes liés à la tension de surface (puisque l'on supprime les écoulements diphasiques) [8, 309, 316, 317].

Dans ces deux traitements, il existe un deuxième enjeu, non moins important : l'utilisation de ventilation artificielle [318, 319] sur le patient. Ces ventilateurs sont utilisés dans le cadre de ces traitements mais également pour forcer la convection dans les poumons pour les personnes souffrant de détresse respiratoire y compris celui du nouveau-né (notamment à cause de la forte densité d'occlusions pulmonaires). Ces ventilateurs mécaniques servent à passer outre les muscles entourant le poumon pour vaincre les fortes résistances à l'écoulement dans le poumon à cause de la présence d'occlusions (issues de la pathologie ou la thérapie). Ces respirateurs peuvent causer d'importants dégâts à l'arbre pulmonaire du patient si des précautions ne sont pas prises [320]. On peut alors citer : le syndrome du barotrauma ou volume trauma (une déformation plastique du poumon à cause d'une sur-inflation de celui-ci au travers du respirateur artificiel), la dysplasie, les lésions inflammatoires [1] ou encore les emphysèmes causés par la réouverture des voies pulmonaires (création, propagation et rupture d'un pont liquide dans les bronches [140, 321–323] (voir figure 5.42), ou progression d'un doigt d'air dans une bronche collapsée [138, 139]). Beaucoup de ceux qui ont été atteints du syndrome de détresse respiratoire du nouveau-né conservent de graves séquelles de l'utilisation de ces respirateurs mécaniques durant leur enfance et parfois même au-delà [1]. Il y a donc ici aussi un enjeu scientifique dans l'optimisation des paramètres utilisés dans ces respirateurs mécaniques.

Un dernier type de thérapie existant est la kinésithérapie respiratoire appelé drainage auto-gène. Cette thérapie consiste à appliquer une pression sur la poitrine du patient durant l'expiration et de lui demander de faire une expiration lente afin de permettre un désencombrement des voies pulmonaires au travers notamment des expectorations (crachat de mucus). Ceci a pour effet d'augmenter la pression alvéolaire et de mettre en mouvement les occlusions pulmonaires vers les générations supérieures du poumon. Ces thérapies ont une efficacité reconnue bien qu'il n'y ait pas de procédure standardisée [324, 325]. Afin d'augmenter les expectorations et de diminuer l'encombrement, les kinésithérapeutes utilisent également aujourd'hui des ondes mécaniques pour permettre une meilleure dynamique des ponts liquides. La thérapie consiste à appliquer des fibrations sur la poitrine du patient [326] ou au travers de la trachée, à l'aide d'un flutter [327, 328], pendant les séances de kinésithérapie afin d'améliorer les performances de la séance. Ces ondes modifient la fréquence des contraintes appliquées au mucus. Le mucus étant un fluide non Newtonien, sa dynamique est modifiée en fonction de la fréquence de ces ondes et de l'intensité de ces ondes [41] (Des ondes de chocs ont été utilisées pendant une période mais celles-ci causaient d'importants dégâts aux cellules épithéliales. Aujourd'hui cette méthode est proscrite à l'instar

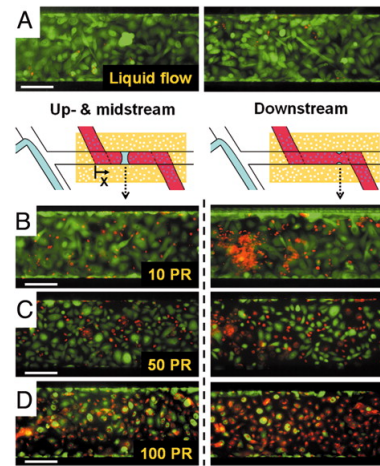


FIGURE 5.42 – Lésion cellulaire causée par la propagation et la rupture de ponts liquides. (A) Culture de cellules avant la propagation de ponts liquides dans un canal microfluidique. L'exposition des cellules à la propagation et à la rupture de ponts liquides entraîne un nombre de cellules endommagées important surtout si le phénomène de propagation ou de rupture est répété, comme montré en B, C et D. PR représente le nombre de propagations de ponts liquides et les ruptures subséquentes sur une période de 10 min. Les cellules vertes représentent les cellules en bonne santé et les cellules rouges représentent les cellules endommagées (Barre d'échelle : $150 \mu\text{m}$). Figure issue de [140]

de fréquences bien choisies [329]).

Cette stratégie est déjà mise en œuvre par de nombreux kinésithérapeutes afin de désencombrer les voies respiratoires. Bien que cette technique montre son efficacité, son efficience face à la méthode manuelle n'est pas démontrée [324, 328, 330]. L'optimisation de ces processus cliniques et la compréhension du phénomène menant à une meilleure efficacité est encore en étude.

Annexe C : Pousse-seringue piloté par ordinateur

Pour réaliser des expériences avec un contrôle en débit, nous avons eu besoin de mettre en place des outils expérimentaux dédiés. Le pousse-seringue KdScientific ne permettait de pas de dépasser les 120 ml/h en débit. Nous avons donc fait usiner un pousse-seringue en Aluminium que nous avons relié à un moteur pas à pas. Ce moteur est contrôlé à l'aide d'une carte Arduino reliée à un ordinateur (voir figure 5.45). La programmation du moteur pas à pas est codé en Python. Deux codes ont été réalisés : un pour la mise en fonction du pousse-seringue et un pour l'arrêt du pousse-seringue (voir figures 5.43 et 5.44).

Enfin, la carte arduino est dotée d'une extension afin de gérer le transfert de puissance de puis un générateur de courant continu.

Un étalonnage du fonctionnement du pousse-seringue a été réalisé avec une seringue de 10 mL SGE. Pour ce type de seringue, le nombre de pas maximal est de 12000, après quoi la seringue sera totalement vide. Nous avons mesuré le débit obtenu en fonction du paramètre de vitesse `myStepper.setSpeed()` appliqué sur le moteur. Les résultats sont résumés sur la tableau 5.9. On remarque alors que les faibles débits (jusqu'à 122 ml/h) présentent des phénomènes de vibrations issues de la commande pas à pas du moteur. Les hauts débits ne présentent pas de problèmes notables. Ceci convient parfaitement à l'objectif recherché dans la conception de ce pousse-seringue car l'objectif était de pouvoir atteindre des débits supérieurs à 120 ml/h. Ce nouveau pousse-seringue est donc complémentaire vis-à-vis du pousse-seringue KdScientific.

Enfin, nous avons réalisé une régression linéaire de ces résultats afin d'obtenir une loi empirique de l'évolution du débit en ml/h D_v en fonction du paramètre `myStepper.setSpeed()` :

$$D_v = 3,235622191 \text{myStepper.setSpeed()} - 67,6140440729 \quad (5.43)$$

avec un coefficient de régression de $r = 0,9982413575$.

| myStepper.setSpeed | Débit (ml/h) | Commentaires |
|--------------------|--------------|---------------------|
| 10 | 24,1 | fortement saccadé |
| 50 | 122,0 | vibrations notables |
| 100 | 254,1 | - |
| 200 | 496,6 | - |
| 500 | 1515,8 | - |
| 1000 | 3200,0 | - |

TABLE 5.9 – Mesures d'étalonnage de débit pour le contrôle par ordinateur

```
#include <Stepper.h>

const int stepsPerRevolution = 48; // change this to fit the number of steps per revolution
// for your motor

// initialize the stepper library on the motor shield
Stepper myStepper(stepsPerRevolution, 12,13);

// give the motor control pins names:
const int pwmA = 3;
const int pwmB = 11;
const int brakeA = 9;
const int brakeB = 8;
const int dirA = 12;
const int dirB = 13;

int x = 0;
void setup() {
  Serial.begin(9600);
  // set the PWM and brake pins so that the direction pins // can be used to control the motor:
  pinMode(pwmA, OUTPUT);
  pinMode(pwmB, OUTPUT);
  pinMode(brakeA, OUTPUT);
  pinMode(brakeB, OUTPUT);
  digitalWrite(pwmA, HIGH);
  digitalWrite(pwmB, HIGH);
  digitalWrite(brakeA, LOW);
  digitalWrite(brakeB, LOW);

  // initialize the serial port:
  Serial.begin(9600);
  // set the motor speed (for multiple steps only):
  myStepper.setSpeed(639);
}

void loop() {

  // myStepper.step(340);
  myStepper.step(-3000);

  for(;;){ /*empty*/ }
}
```

FIGURE 5.43 – Code arduino en Python pour la mise en fonction du pousse-seringue. On remarque sur ce code deux paramètres importants : *myStepper.setSpeed()* qui désigne la vitesse du moteur pas à pas et *myStepper.step()* qui désigne le nombre de pas que va faire le moteur à partir du lancement du logiciel.


```

#include <Stepper.h>

const int stepsPerRevolution = 48; // change this to fit the number of steps per revolution
// for your motor

// initialize the stepper library on the motor shield
Stepper myStepper(stepsPerRevolution, 12,13);

// give the motor control pins names:
const int pwmA = 3;
const int pwmB = 11;
const int brakeA = 9;
const int brakeB = 8;
const int dirA = 12;
const int dirB = 13;

int x = 0;
void setup() {
  Serial.begin(9600);
  // set the PWM and brake pins so that the direction pins // can be used to control the motor:
  pinMode(pwmA, OUTPUT);
  pinMode(pwmB, OUTPUT);
  pinMode(brakeA, OUTPUT);
  pinMode(brakeB, OUTPUT);
  digitalWrite(pwmA, HIGH);
  digitalWrite(pwmB, HIGH);
  digitalWrite(brakeA, LOW);
  digitalWrite(brakeB, LOW);

  // initialize the serial port:
  Serial.begin(9600);
  // set the motor speed (for multiple steps only):
  myStepper.setSpeed(1000);
}

void loop() {

  // myStepper.step(340);
  myStepper.step(0);

  for(;;){ /*empty*/ }
}

```

FIGURE 5.44 – Code arduino en Python pour l'arrêt du pousse-seringue

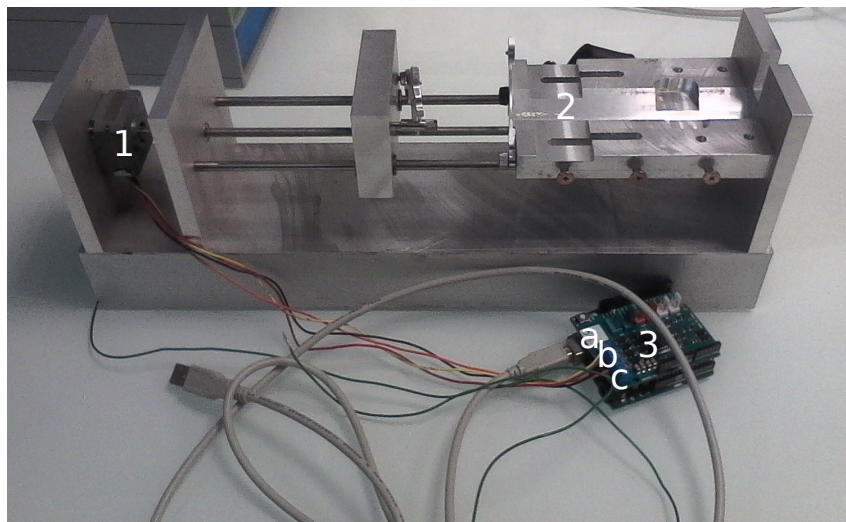


FIGURE 5.45 – Photographie du pousse-seringue usiné muni de son moteur pas à pas (1) et de la carte de commande Arduino avec l'extension pour le transfert de puissance(3). Cette carte est munie d'une connexion USB (a) pour être programmé par un ordinateur, quatre entrées pour contrôler le moteur pas à pas (b) et deux entrées pour réaliser le transfert de puissance depuis un générateur de courant continu (c). L'emplacement est de la seringue est désigné par le numéro 2.

Bibliographie

- [1] E. N. Marieb, K. Hoehn, L. Moussakova, and R. Lachaine, “Anatomie et physiologie humaines (4e éd.),” *Saint-Laurent (QC), éditions du Renouveau pédagogique*, 2010.
- [2] C. D. Bertram and D. P. Gaver, “Biofluid mechanics of the pulmonary system,” *Annals of biomedical engineering*, vol. 33, no. 12, pp. 1681–1688, 2005.
- [3] N. Shao, *Gas-liquid two-phase flow and reaction in microstructured reactors*. PhD thesis, University College London, 2010.
- [4] K. A. Triplett, S. M. Ghiaasiaan, S. I. Abdel-Khalik, A. LeMouel, and B. N. McCord, “Gas-liquid two-phase flow in microchannels : part II : void fraction and pressure drop,” *International Journal of Multiphase Flow*, vol. 25, no. 3, pp. 395–410, 1999.
- [5] T. Lee, E. Charrault, and C. Neto, “Interfacial slip on rough, patterned and soft surfaces : A review of experiments and simulations,” *Advances in colloid and interface science*, vol. 210, pp. 21–38, 2014.
- [6] T. Van de Moortele, A. Nemes, C. Wendt, and F. Coletti, “Effects of lung disease on the three-dimensional structure and air flow pattern in the human airway tree,” in *APS Meeting Abstracts*, 2016.
- [7] T. J. Pedley, “Pulmonary fluid dynamics,” *Annual Review of Fluid Mechanics*, vol. 9, no. 1, pp. 229–274, 1977.
- [8] J. B. Grotberg, “Respiratory fluid mechanics,” *Physics of Fluids*, vol. 23, no. 2, p. 021301, 2011.
- [9] M. Heil and J. P. White, “Airway closure : surface-tension-driven non-axisymmetric instabilities of liquid-lined elastic rings,” *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 462, pp. 79–109, 2002.
- [10] F. H. Silver, J. W. Freeman, and G. P. Seehra, “Collagen self-assembly and the development of tendon mechanical properties,” *Journal of biomechanics*, vol. 36, no. 10, pp. 1529–1553, 2003.
- [11] J. C. Lötters, W. Olthuis, P. H. Veltink, and P. Bergveld, “Polydimethylsiloxane as an elastic material applied in a capacitive accelerometer,” *Journal of micromechanics and microengineering*, vol. 6, no. 1, p. 52, 1996.
- [12] J. B. Grotberg, “Pulmonary flow and transport phenomena,” *Annual Review of Fluid Mechanics*, vol. 26, no. 1, pp. 529–571, 1994.
- [13] E. R. Weibel and D. M. Gomez, “Architecture of the human lung. Use of 742 quantitative methods establishes fundamental relations between size and number of lung 743 structures,” *Science*, vol. 137, no. 577-585, p. 744, 1962.

- [14] B. J. West, V. Bhargava, and A. L. Goldberger, "Beyond the principle of similitude : renormalization in the bronchial tree," *Journal of Applied Physiology*, vol. 60, no. 3, pp. 1089–1097, 1986.
- [15] F. Rohrer, "Flow resistance in human air passages and the effect of irregular branching of the bronchial system on the respiratory process in various regions of the lungs," *Arch Ges Physiol*, vol. 162, pp. 225–299, 1915.
- [16] G. B. West, J. H. Brown, and B. J. Enquist, "A general model for the origin of allometric scaling laws in biology," *Science*, vol. 276, no. 5309, pp. 122–126, 1997.
- [17] B. Mauroy, M. Filoche, E. R. Weibel, and B. Sapoval, "An optimal bronchial tree may be dangerous," *Nature*, vol. 427, no. 6975, pp. 633–636, 2004.
- [18] K. Horsfield, W. Kemp, and S. Phillips, "An asymmetrical model of the airways of the dog lung," *Journal of Applied Physiology*, vol. 52, no. 1, pp. 21–26, 1982.
- [19] R. J. Robinson, J. Russo, and R. L. Doolittle, "3d Airway Reconstruction Using Visible Human Data Set and Human Casts with Comparison to Morphometric Data," *The Anatomical Record : Advances in Integrative Anatomy and Evolutionary Biology*, vol. 292, pp. 1028–1044, July 2009.
- [20] R. Camassa, M. G. Forest, L. Lee, H. R. Ogrosky, and J. Olander, "Ring waves as a mass transport mechanism in air-driven core-annular flows," *Physical Review E*, vol. 86, no. 6, p. 066305, 2012.
- [21] "biogearsengine," 2016.
- [22] V. Duclaux, *Occlusions pulmonaires, entropion oculaire et anévrismes : une approche physique en physiologie*. phdthesis, Université de Provence - Aix-Marseille I, Nov. 2006.
- [23] A. Seaton, D. Godden, W. MacNee, and K. Donaldson, "Particulate air pollution and acute health effects," *The lancet*, vol. 345, no. 8943, pp. 176–178, 1995.
- [24] M. Lippmann, D. B. Yeates, and R. E. Albert, "Deposition, retention, and clearance of inhaled particles.," *British journal of industrial medicine*, vol. 37, no. 4, pp. 337–362, 1980.
- [25] W. Holländer and W. Stöber, "Aerosols of smoke, respiratory physiology and deposition," in *Toxic Interfaces of Neurons, Smoke and Genes*, pp. 74–87, Springer, 1986.
- [26] M. C. Rose and J. A. Voynow, "Respiratory tract mucin genes and mucin glycoproteins in health and disease," *Physiological reviews*, vol. 86, no. 1, pp. 245–278, 2006.
- [27] D. F. Rogers, "Physiology of airway mucus secretion and pathophysiology of hypersecretion," *Respiratory care*, vol. 52, no. 9, pp. 1134–1149, 2007.
- [28] A. M. LUCAS and L. C. Douglas, "Principles underlying ciliary activity in the respiratory tract : II. A comparison of nasal clearance in man, monkey and other mammals," *Archives of otolaryngology*, vol. 20, no. 4, pp. 518–541, 1934.
- [29] M. J. Sanderson and M. A. Sleight, "Ciliary activity of cultured rabbit tracheal epithelium : beat pattern and metachrony," *Journal of Cell Science*, vol. 47, no. 1, pp. 331–347, 1981.
- [30] K. Yoneda, "Mucous Blanket of Rat Bronchus : An Ultrastructural Study 1–3," *American Review of Respiratory Disease*, vol. 114, no. 5, pp. 837–842, 1976.

-
- [31] J. H. Widdicombe, "Regulation of the depth and composition of airway surface liquid," *Journal of anatomy*, vol. 201, no. 4, pp. 313–318, 2002.
- [32] J. B. Grotberg, "Respiratory fluid mechanics and transport processes," *Annual review of biomedical engineering*, vol. 3, no. 1, pp. 421–457, 2001.
- [33] D. Yager, T. Cloutier, H. Feldman, J. Bastacky, J. M. Drazen, and R. D. Kamm, "Airway surface liquid thickness as a function of lung volume in small airways of the guinea pig," *Journal of Applied Physiology*, vol. 77, no. 5, pp. 2333–2340, 1994.
- [34] M. R. Knowles and R. C. Boucher, "Mucus clearance as a primary innate defense mechanism for mammalian airways," *The Journal of clinical investigation*, vol. 109, no. 5, pp. 571–577, 2002.
- [35] K. Morgenroth and J. Bolz, "Morphological features of the interaction between mucus and surfactant on the bronchial mucosa," *Respiration*, vol. 47, no. 3, pp. 225–231, 1985.
- [36] D. F. Rogers, "Airway goblet cell hyperplasia in asthma : hypersecretory and anti-inflammatory?," *Clinical & Experimental Allergy*, vol. 32, no. 8, pp. 1124–1127, 2002.
- [37] W. E. Finkbeiner, "Physiology and pathology of tracheobronchial glands," *Respiration physiology*, vol. 118, no. 2, pp. 77–83, 1999.
- [38] D. J. Smith, E. A. Gaffney, and J. R. Blake, "Modelling mucociliary clearance," *Respiratory physiology & neurobiology*, vol. 163, no. 1, pp. 178–188, 2008.
- [39] M. King and B. K. Rubin, "Mucus physiology and pathophysiology : therapeutic aspects," *LUNG BIOLOGY IN HEALTH AND DISEASE*, vol. 92, pp. 391–412, 1996.
- [40] A. Wanner, M. Salathé, and T. G. O’Riordan, "Mucociliary clearance in the airways," *American journal of respiratory and critical care medicine*, vol. 154, no. 6, pp. 1868–1902, 1996.
- [41] C. Brennen and H. Winet, "Fluid mechanics of propulsion by cilia and flagella," *Annual Review of Fluid Mechanics*, vol. 9, no. 1, pp. 339–398, 1977.
- [42] T. L. Jahn and E. M. Hendrix, "Locomotion of the telotroch ciliate *Opisthonecta henneyi*," *Soc. Mex. Hist. Nat*, vol. 30, pp. 103–131, 1969.
- [43] T. L. Jahn and M. D. Landman, "Locomotion of spirochetes," *Transactions of the American Microscopical Society*, vol. 84, no. 3, pp. 395–406, 1965.
- [44] H. Winet and A. R. Jones, "Mucocysts in the heterotrich ciliate *Spirostomum*," *The Journal of Protozoology*, vol. 22, no. 2, pp. 293–296, 1975.
- [45] S. M. Ross and S. Corrsin, "Results of an analytical model of mucociliary pumping," *Journal of applied physiology*, vol. 37, no. 3, pp. 333–340, 1974.
- [46] J. Blake, "On the movement of mucus in the lung," *Journal of biomechanics*, vol. 8, no. 3-4, pp. 179–190, 1975.
- [47] C. E. Miller, "Streamlines, streak lines, and particle path lines associated with a mechanically-induced flow homomorphic with the mammalian mucociliary system," *Biorheology*, vol. 6, no. 2, pp. 127–135, 1969.
- [48] C. Barton and S. Raynor, "Analytical investigation of cilia induced mucous flow," *The Bulletin of mathematical biophysics*, vol. 29, no. 3, pp. 419–428, 1967.

- [49] A. T. Cheung and T. L. Jahn, "Determination of the movement pattern of the epithelial cilia of rabbit trachea and the clearance mechanism of the tracheal muco-ciliary clearance system," *Swimming and Flaying in Nature*, vol. 1, pp. 289–299, 1975.
- [50] A. Viallat, K. Khelloufi, D. Gras, P. Chanez, and others, "Circular flow patterns induced by ciliary activity in reconstituted human bronchial epithelium," in *APS Meeting Abstracts*, 2016.
- [51] J. Sade, N. Eliezer, A. Silberberg, and A. C. Nevo, "The Role of Mucus in Transport by Cilia 1," *American Review of Respiratory Disease*, vol. 102, no. 1, pp. 48–52, 1970.
- [52] G. Lorenzi, G. M. Böhm, E. T. Guimarães, M. A. Vaz, M. King, and P. H. Saldiva, "Correlation between rheologic properties and in vitro ciliary transport of rat nasal mucus.," *Biorheology*, vol. 29, no. 4, pp. 433–440, 1991.
- [53] J. Elgeti, R. G. Winkler, and G. Gompper, "Physics of microswimmers—single particle motion and collective behavior : a review," *Reports on progress in physics*, vol. 78, no. 5, p. 056601, 2015.
- [54] B. Nasouri and G. J. Elfring, "Hydrodynamic interactions of cilia on a spherical body," *Physical Review E*, vol. 93, no. 3, p. 033111, 2016.
- [55] B. M. Friedrich, "Hydrodynamic synchronization of flagellar oscillators," *arXiv preprint arXiv :1509.07849*, 2015.
- [56] S. L. Tamm and G. A. Horridge, "The relation between the orientation of the central fibrils and the direction of beat in cilia of *Opalina*," *Proceedings of the Royal Society of London B : Biological Sciences*, vol. 175, no. 1040, pp. 219–233, 1970.
- [57] D. R. Brumley, K. Y. Wan, M. Polin, and R. E. Goldstein, "Flagellar synchronization through direct hydrodynamic interactions," *Elife*, vol. 3, p. e02750, 2014.
- [58] T. A. McMahon and P. Griffith, "The mechanism of mucus clearance in cough," *STRAIN*, vol. 4, no. 6, p. 8, 1989.
- [59] C. A. Evrensel, M. R. U. Khan, S. Elli, and P. E. Krumpke, "Viscous airflow through a rigid tube with a compliant lining : a simple model for the air-mucus interaction in pulmonary airways," *TRANSACTIONS-AMERICAN SOCIETY OF MECHANICAL ENGINEERS JOURNAL OF BIOMECHANICAL ENGINEERING*, vol. 115, pp. 262–262, 1993.
- [60] A. J. Ragavan, C. A. Evrensel, and P. Krumpke, "Interactions of airflow oscillation, tracheal inclination, and mucus elasticity significantly improve simulated cough clearance," *Chest Journal*, vol. 137, no. 2, pp. 355–361, 2010.
- [61] J. M. Zahm, M. King, C. Duvivier, D. Pierrot, S. Girod, and E. Puchelle, "Role of simulated repetitive coughing in mucus clearance," *European Respiratory Journal*, vol. 4, no. 3, pp. 311–315, 1991.
- [62] R. Boucher, "Regulation of airway surface liquid volume by human airway epithelia," *Pflügers Archiv European Journal of Physiology*, vol. 445, no. 4, pp. 495–498, 2003.
- [63] M. Geiser and S. Bastian, "Surface-lining layer of airways in cystic fibrosis mice," *American Journal of Physiology-Lung Cellular and Molecular Physiology*, vol. 285, no. 6, pp. L1277–L1285, 2003.

- [64] M. Del Donno, D. Bittesnich, A. Chetta, D. Olivieri, and M. T. Lopez-Vidriero, "The effect of inflammation on mucociliary clearance in asthma : an overview," *CHEST Journal*, vol. 118, no. 4, pp. 1142–1149, 2000.
- [65] E. Houtmeyers, R. Gosselink, G. Gayan-Ramirez, and M. Decramer, "Regulation of mucociliary clearance in health and disease," *European Respiratory Journal*, vol. 13, no. 5, pp. 1177–1188, 1999.
- [66] P. Maestrelli, M. Saetta, C. E. Mapp, and L. M. Fabbri, "Remodeling in response to infection and injury : airway inflammation and hypersecretion of mucus in smoking subjects with chronic obstructive pulmonary disease," *American journal of respiratory and critical care medicine*, vol. 164, no. supplement_2, pp. S76–S80, 2001.
- [67] M. Robinson and P. T. Bye, "Mucociliary clearance in cystic fibrosis," *Pediatric pulmonology*, vol. 33, no. 4, pp. 293–306, 2002.
- [68] Y. Hu, S. Bian, J. Grotberg, M. Filoche, J. White, S. Takayama, and J. B. Grotberg, "A microfluidic model to study fluid dynamics of mucus plug rupture in small lung airways," *Biomicrofluidics*, vol. 9, no. 4, p. 044119, 2015.
- [69] R. D. Kamm and R. C. Schroter, "Is airway closure caused by a liquid film instability?," *Respiration physiology*, vol. 75, no. 2, pp. 141–156, 1989.
- [70] D. B. Hill, P. A. Vasquez, J. Mellnik, S. A. McKinley, A. Vose, F. Mu, A. G. Henderson, S. H. Donaldson, N. E. Alexis, R. C. Boucher, and others, "A biophysical basis for mucus solids concentration as a candidate biomarker for airways disease," *PloS one*, vol. 9, no. 2, p. e87681, 2014.
- [71] A. Frey-Wyssling and others, "Deformation and flow in biological systems.," *Deformation and flow in biological systems.*, 1952.
- [72] N. Eliezer, "Viscoelastic properties of mucus," *Biorheology*, 1974.
- [73] M. Litt, "Mucus rheology : relevance to mucociliary clearance," *Archives of internal medicine*, vol. 126, no. 3, pp. 417–423, 1970.
- [74] S. H. Hwang, M. Litt, and W. C. Forsman, "Rheological properties of mucus," *Rheologica Acta*, vol. 8, no. 4, pp. 438–448, 1969.
- [75] M. Heil, A. L. Hazel, and J. A. Smith, "The mechanics of airway closure," *Respiratory physiology & neurobiology*, vol. 163, no. 1, pp. 214–221, 2008.
- [76] C. D. Bertram, "Flow-induced oscillation of collapsed tubes and airway structures," *Respiratory physiology & neurobiology*, vol. 163, no. 1, pp. 256–265, 2008.
- [77] M. Heil, "Minimal liquid bridges in non-axisymmetrically buckled elastic tubes," *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 380, pp. 309–337, 1999.
- [78] D. H. Everett and J. M. Haynes, "Model studies of capillary condensation. I. Cylindrical pore model with zero contact angle," *Journal of Colloid and Interface Science*, vol. 38, no. 1, pp. 125–137, 1972.
- [79] P. T. Macklem, "Airway obstruction and collateral ventilation.," *Physiological Reviews*, vol. 51, no. 2, pp. 368–436, 1971.

- [80] E. J. Burger and P. Macklem, "Airway closure : demonstration by breathing 100 percent O₂ at low lung volumes and by N₂ washout.," *Journal of applied physiology*, vol. 25, no. 2, pp. 139–148, 1968.
- [81] T. Sera, H. Yokota, K. Fujisaki, K. Fukasaku, H. Tachibana, K. Uesugi, N. Yagi, and R. Himeno, "Development of high-resolution 4d in vivo-CT for visualization of cardiac and respiratory deformations of small animals," *Physics in medicine and biology*, vol. 53, no. 16, p. 4285, 2008.
- [82] S. Chandrasekhar, *Hydrodynamic and hydromagnetic stability*. Courier Corporation, 2013.
- [83] L. Rayleigh, "XIX. On the instability of cylindrical fluid surfaces," *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, vol. 34, no. 207, pp. 177–180, 1892.
- [84] J. Eggers, "Nonlinear dynamics and breakup of free-surface flows," *Reviews of modern physics*, vol. 69, no. 3, p. 865, 1997.
- [85] M. Hell, "Airway closure : occluding liquid bridges in strongly buckled elastic tubes," *TRANSACTIONS-AMERICAN SOCIETY OF MECHANICAL ENGINEERS JOURNAL OF BIOMECHANICAL ENGINEERING*, vol. 121, pp. 487–493, 1999.
- [86] N. Yamaki, *Elastic stability of circular cylindrical shells*, vol. 27. Elsevier, 1984.
- [87] J. M. Hughes, D. Y. Rosenzweig, and P. B. Kivitz, "Site of airway closure in excised dog lungs : histologic demonstration.," *Journal of Applied Physiology*, vol. 29, no. 3, pp. 340–344, 1970.
- [88] M. J. Hill, T. A. Wilson, and R. K. Lambert, "Effects of surface tension and intraluminal fluid on mechanics of small airways," *Journal of Applied Physiology*, vol. 82, no. 1, pp. 233–239, 1997.
- [89] J. Rosenzweig, *Capillary-elastic instabilities and draining flows in buckled lung airways*. PhD thesis, University of Cambridge, 2001.
- [90] J. B. Grotberg and O. E. Jensen, "Biofluid mechanics in flexible tubes," *Annu. Rev. Fluid Mech.*, vol. 36, pp. 121–147, 2004.
- [91] D. Halpern and J. B. Grotberg, "Fluid-elastic instabilities of liquid-lined flexible tubes," *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 244, pp. 615–632, 1992.
- [92] J. B. Grotberg, "Surfactant effects on fluid-elastic instabilities of liquid-lined flexible tubes : a model of airway closure," *Journal of biomechanical engineering*, vol. 115, p. 271, 1993.
- [93] A. L. Hazel and M. Heil, "Steady finite-Reynolds-number flows in three-dimensional collapsible tubes," *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 486, pp. 79–103, 2003.
- [94] O. E. Jensen, "The thin liquid lining of a weakly curved cylindrical tube," *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 331, pp. 373–403, 1997.
- [95] V. Duclaux, C. Clanet, and D. Quéré, "The effects of gravity on the capillary instability in tubes," *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 556, pp. 217–226, 2006.
- [96] D. Halpern and J. B. Grotberg, "Nonlinear saturation of the Rayleigh instability due to oscillatory flow in a liquid-lined tube," *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 492, p. 251, 2003.

- [97] D. Halpern, H. Fujioka, and J. B. Grotberg, "The effect of viscoelasticity on the stability of a pulmonary airway liquid layer," *Physics of Fluids*, vol. 22, no. 1, p. 011901, 2010.
- [98] D. Campana, J. Di Paolo, and F. A. Saita, "A 2-D model of Rayleigh instability in capillary tubes—surfactant effects," *International journal of multiphase flow*, vol. 30, no. 5, pp. 431–454, 2004.
- [99] K. J. Cassidy, D. Halpern, B. G. Ressler, and J. B. Grotberg, "Surfactant effects in model airway closure experiments," *Journal of Applied Physiology*, vol. 87, no. 1, pp. 415–427, 1999.
- [100] W. G. Lindsley, S. H. Collicott, G. N. Franz, B. Stolarik, W. McKinney, and D. G. Frazer, "Asymmetric and axisymmetric constant curvature liquid-gas interfaces in pulmonary airways," *Annals of biomedical engineering*, vol. 33, no. 3, p. 365, 2005.
- [101] G. F. Dietze and C. Ruyer-Quil, "Films in narrow tubes," *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 762, pp. 68–109, 2015.
- [102] M. Griese, P. Birrer, and A. Demirsoy, "Pulmonary surfactant in cystic fibrosis," *European Respiratory Journal*, vol. 10, no. 9, pp. 1983–1988, 1997.
- [103] S. M. Wright, P. M. Hockey, G. Enhorning, P. Strong, K. B. Reid, S. T. Holgate, R. Djukanovic, and A. D. Postle, "Altered airway surfactant phospholipid composition and reduced lung function in asthma," *Journal of Applied Physiology*, vol. 89, no. 4, pp. 1283–1292, 2000.
- [104] J. M. Hohlfeld, "The role of surfactant in asthma," *Respiratory research*, vol. 3, no. 1, p. 4, 2001.
- [105] J. Appelberg, T. Pavlenko, H. Bergman, H. U. Rothen, and G. Hedenstierna, "Lung aeration during sleep," *CHEST Journal*, vol. 131, no. 1, pp. 122–129, 2007.
- [106] H. U. Rothen, B. Sporre, G. Engberg, G. Wegenius, and G. Hedenstierna, "Airway closure, atelectasis and gas exchange during general anaesthesia," *British Journal of Anaesthesia*, vol. 81, no. 5, pp. 681–686, 1998.
- [107] A. M. Alencar, S. P. Arold, S. V. Buldyrev, A. Majumdar, D. Stamenović, H. E. Stanley, and B. Suki, "Physiology : Dynamic instabilities in the inflating lung," *Nature*, vol. 417, no. 6891, pp. 809–811, 2002.
- [108] W. A. Engle and others, "Surfactant-replacement therapy for respiratory distress in the preterm and term neonate," *Pediatrics*, vol. 121, no. 2, pp. 419–432, 2008.
- [109] M. Barber and C. J. Blaisdell, "Respiratory causes of infant mortality : progress and challenges," *American journal of perinatology*, vol. 27, no. 07, pp. 549–558, 2010.
- [110] T. P. Stevens and R. A. Sinkin, "Surfactant replacement therapy," *CHEST Journal*, vol. 131, no. 5, pp. 1577–1582, 2007.
- [111] D. Halpern, H. Fujioka, S. Takayama, and J. B. Grotberg, "Liquid and surfactant delivery into pulmonary airways," *Respiratory physiology & neurobiology*, vol. 163, no. 1, pp. 222–231, 2008.
- [112] F. F. Espinosa and R. D. Kamm, "Meniscus formation during tracheal instillation of surfactant," *Journal of Applied Physiology*, vol. 85, no. 1, pp. 266–272, 1998.

- [113] A. Van't Veen, P. Wollmer, L. E. Nilsson, D. Gommers, J. W. Mouton, P. P. M. Kooij, and B. Lachmann, "Lung distribution of intratracheally instilled Tc-99m-tobramycin-surfactant mixture in rats with a Klebsiella pneumoniae lung infection," *ACP-Applied Cardiopulmonary Pathophysiology*, vol. 7, no. 2, pp. 87–94, 1998.
- [114] A. J. Nimmo, J. R. Carstairs, S. K. Patole, J. Whitehall, K. Davidson, and R. Vink, "Intratracheal administration of glucocorticoids using surfactant as a vehicle," *Clinical and experimental pharmacology and physiology*, vol. 29, no. 8, pp. 661–665, 2002.
- [115] D. P. Gaver, R. W. Samsel, and J. Solway, "Effects of surface tension and viscosity on airway reopening," *Journal of Applied Physiology*, vol. 69, no. 1, pp. 74–85, 1990.
- [116] M. L. Perun and D. P. Gaver III, "An experimental model investigation of the opening of a collapsed untethered pulmonary airway," *TRANSACTIONS-AMERICAN SOCIETY OF MECHANICAL ENGINEERS JOURNAL OF BIOMECHANICAL ENGINEERING*, vol. 117, pp. 245–245, 1995.
- [117] M. L. Perun and D. P. Gaver, "Interaction between airway lining fluid forces and parenchymal tethering during pulmonary airway reopening," *Journal of Applied Physiology*, vol. 79, no. 5, pp. 1717–1728, 1995.
- [118] E. T. Naureckas, C. A. Dawson, B. S. Gerber, D. P. Gaver, H. L. Gerber, J. H. Linehan, J. Solway, and R. W. Samsel, "Airway reopening pressure in isolated rat lungs," *Journal of Applied Physiology*, vol. 76, no. 3, pp. 1372–1377, 1994.
- [119] A. Juel and A. Heap, "The reopening of a collapsed fluid-filled elastic tube," *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 572, pp. 287–310, 2007.
- [120] A. Heap and A. Juel, "Anomalous bubble propagation in elastic tubes," *Physics of Fluids*, vol. 20, no. 8, p. 081702, 2008.
- [121] A. Heap and A. Juel, "Bubble transitions in strongly collapsed elastic tubes," *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 633, pp. 485–507, 2009.
- [122] S. H. Hsu, K. P. Strohl, and A. M. Jamieson, "Role of viscoelasticity in tube model of airway reopening. I. Nonnewtonian sols," *Journal of Applied Physiology*, vol. 76, no. 6, pp. 2481–2489, 1994.
- [123] Y. T. Chew and C. W. Zhou, "Pulmonary airway reopening : effects of non-Newtonian fluid viscosity," 1997.
- [124] D. Y. Yap and D. P. Gaver III, "The influence of surfactant on two-phase flow in a flexible-walled channel under bulk equilibrium conditions," *Physics of Fluids*, vol. 10, no. 8, pp. 1846–1863, 1998.
- [125] D. P. Gaver, D. Halpern, O. E. Jensen, and J. B. Grotberg, "The steady motion of a semi-infinite bubble through a flexible-walled channel," *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 319, pp. 25–65, 1996.
- [126] O. E. Jensen, M. K. Horsburgh, D. Halpern, and D. P. Gaver III, "The steady propagation of a bubble in a flexible-walled channel : asymptotic and computational models," *Physics of Fluids*, vol. 14, no. 2, pp. 443–457, 2002.
- [127] S. Naire and O. E. Jensen, "An asymptotic model of unsteady airway reopening," *TRANSACTIONS-AMERICAN SOCIETY OF MECHANICAL ENGINEERS JOURNAL OF BIOMECHANICAL ENGINEERING*, vol. 125, no. 6, pp. 823–831, 2003.

- [128] A. L. Hazel and M. Heil, “Surface-tension-induced buckling of liquid-lined elastic tubes : a model for pulmonary airway closure,” in *Proceedings of the Royal Society of London A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, vol. 461, pp. 1847–1868, The Royal Society, 2005.
- [129] D. Halpern, S. Naire, O. E. Jensen, and D. P. Gaver, “Unsteady bubble propagation in a flexible channel : predictions of a viscous stick-slip instability,” *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 528, pp. 53–86, 2005.
- [130] A. L. Hazel and M. Heil, “Three-dimensional airway reopening : the steady propagation of a semi-infinite bubble into a buckled elastic tube,” *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 478, pp. 47–70, 2003.
- [131] H. Fujioka and J. B. Grotberg, “The steady propagation of a surfactant-laden liquid plug in a two-dimensional channel,” *Physics of Fluids*, vol. 17, no. 8, p. 082102, 2005.
- [132] Y. Zheng, H. Fujioka, and J. B. Grotberg, “Effects of gravity, inertia, and surfactant on steady plug propagation in a two-dimensional channel,” *Physics of Fluids*, vol. 19, no. 8, p. 082107, 2007.
- [133] C. P. Ody, “Capillary contributions to the dynamics of discrete slugs in microchannels,” *Microfluidics and nanofluidics*, vol. 9, no. 2-3, pp. 397–410, 2010.
- [134] H. Fujioka and J. B. Grotberg, “Steady propagation of a liquid plug in a two-dimensional channel,” *Transactions of the ASME-K-Journal of Biomechanical Engineering*, vol. 126, no. 5, pp. 567–577, 2004.
- [135] S. Ubal, D. M. Campana, M. D. Giavedoni, and F. A. Saita, “Stability of the steady-state displacement of a liquid plug driven by a constant pressure difference along a prewetted capillary tube,” *Industrial & Engineering Chemistry Research*, vol. 47, no. 16, pp. 6307–6315, 2008.
- [136] H.-H. Wei, “Marangoni destabilization on a core-annular film flow due to the presence of surfactant,” *Physics of Fluids*, vol. 17, no. 2, p. 027101, 2005.
- [137] P. Zamankhan, B. T. Helenbrook, S. Takayama, and J. B. Grotberg, “Steady motion of Bingham liquid plugs in two-dimensional channels,” *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 705, pp. 258–279, 2012.
- [138] S. S. Kay, A. M. Bilek, K. C. Dee, and D. P. Gaver, “Pressure gradient, not exposure duration, determines the extent of epithelial cell damage in a model of pulmonary airway reopening,” *Journal of Applied Physiology*, vol. 97, no. 1, pp. 269–276, 2004.
- [139] A. M. Bilek, K. C. Dee, and D. P. Gaver, “Mechanisms of surface-tension-induced epithelial cell damage in a model of pulmonary airway reopening,” *Journal of applied physiology*, vol. 94, no. 2, pp. 770–783, 2003.
- [140] D. Huh, H. Fujioka, Y.-C. Tung, N. Futai, R. Paine, J. B. Grotberg, and S. Takayama, “Acoustically detectable cellular-level lung injury induced by fluid mechanical stresses in microfluidic airway systems,” *Proceedings of the National Academy of Sciences*, vol. 104, no. 48, pp. 18886–18891, 2007.
- [141] M. D. Giavedoni and F. A. Saita, “The rear meniscus of a long bubble steadily displacing a Newtonian liquid in a capillary tube,” *Physics of Fluids*, vol. 11, no. 4, pp. 786–794, 1999.

- [142] M. T. Kreutzer, F. Kapteijn, J. A. Moulijn, C. R. Kleijn, and J. J. Heiszwolf, "Inertial and interfacial effects on pressure drop of Taylor flow in capillaries," *AICHE Journal*, vol. 51, no. 9, pp. 2428–2440, 2005.
- [143] J. Ratulowski and H.-C. Chang, "Transport of gas bubbles in capillaries," *Physics of Fluids A : Fluid Dynamics*, vol. 1, no. 10, pp. 1642–1655, 1989.
- [144] E. Klaseboer, R. Gupta, and R. Manica, "An extended Bretherton model for long Taylor bubbles at moderate capillary numbers," *Physics of Fluids*, vol. 26, no. 3, p. 032107, 2014.
- [145] F. P. Bretherton, "The motion of long bubbles in tubes," *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 10, pp. 166–188, Mar. 1961.
- [146] M. J. F. Warnier, M. De Croon, E. V. Rebrov, and J. C. Schouten, "Pressure drop of gas–liquid Taylor flow in round micro-capillaries for low to intermediate Reynolds numbers," *Microfluidics and Nanofluidics*, vol. 8, no. 1, p. 33, 2010.
- [147] A. \Ladosz, E. Rigger, and P. R. von Rohr, "Pressure drop of three-phase liquid–liquid–gas slug flow in round microchannels," *Microfluidics and Nanofluidics*, vol. 20, no. 3, pp. 1–14, 2016.
- [148] H. Fujioka, S. Takayama, and J. B. Grotberg, "Unsteady propagation of a liquid plug in a liquid-lined straight tube," *Physics of Fluids*, vol. 20, no. 6, p. 062104, 2008.
- [149] E. A. Hassan, E. Uzgoren, H. Fujioka, J. B. Grotberg, and W. Shyy, "Adaptive Lagrangian–Eulerian computation of propagation and rupture of a liquid plug in a tube," *International journal for numerical methods in fluids*, vol. 67, no. 11, pp. 1373–1392, 2011.
- [150] P. D. Howell, S. L. Waters, and J. B. Grotberg, "The propagation of a liquid bolus along a liquid-lined flexible tube," *Journal of fluid mechanics*, vol. 406, pp. 309–335, 2000.
- [151] Y. Zheng, H. Fujioka, S. Bian, Y. Torisawa, D. Huh, S. Takayama, and J. B. Grotberg, "Liquid plug propagation in flexible microchannels : a small airway model," *Physics of Fluids*, vol. 21, no. 7, p. 071903, 2009.
- [152] M. Heil and A. L. Hazel, "Fluid-structure interaction in internal physiological flows," *Annual review of fluid mechanics*, vol. 43, pp. 141–162, 2011.
- [153] D. M. Campana, S. Ubal, M. D. Giavedoni, and F. A. Saita, "Stability of the steady motion of a liquid plug in a capillary tube," *Industrial & engineering chemistry research*, vol. 46, no. 6, pp. 1803–1809, 2007.
- [154] M. Baudoin, Y. Song, P. Manneville, and C. N. Baroud, "Airway reopening through catastrophic events in a hierarchical network," *Proceedings of the National Academy of Sciences*, vol. 110, no. 3, pp. 859–864, 2013.
- [155] A. de Lozar, A. L. Hazel, and A. Juel, "Scaling properties of coating flows in rectangular channels," *Physical review letters*, vol. 99, no. 23, p. 234501, 2007.
- [156] A. L. Hazel and M. Heil, "The steady propagation of a semi-infinite bubble into a tube of elliptical or rectangular cross-section," *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 470, p. 91, 2002.
- [157] L. H. Tanner, "The spreading of silicone oil drops on horizontal surfaces," *Journal of Physics D : Applied Physics*, vol. 12, no. 9, p. 1473, 1979.

- [158] J. A. Howard and P. A. Walsh, "Review and extensions to film thickness and relative bubble drift velocity prediction methods in laminar Taylor or slug flows," *International Journal of Multiphase Flow*, vol. 55, pp. 32–42, 2013.
- [159] P. Aussillous and D. Quéré, "Quick deposition of a fluid on the wall of a tube," *Physics of fluids*, vol. 12, no. 10, pp. 2367–2371, 2000.
- [160] J. Bico and D. Quéré, "Falling slugs," *Journal of colloid and interface science*, vol. 243, no. 1, pp. 262–264, 2001.
- [161] D. M. Fries, F. Trachsel, and P. R. von Rohr, "Segmented gas–liquid flow characterization in rectangular microchannels," *International Journal of Multiphase Flow*, vol. 34, no. 12, pp. 1108–1118, 2008.
- [162] Y. Song, M. Baudoin, P. Manneville, and C. N. Baroud, "The air–liquid flow in a microfluidic airway tree," *Medical engineering & physics*, vol. 33, no. 7, pp. 849–856, 2011.
- [163] O. E. Jensen, "Draining collars and lenses in liquid-lined vertical tubes," *Journal of colloid and interface science*, vol. 221, no. 1, pp. 38–49, 2000.
- [164] M. Filoche, C.-F. Tai, and J. B. Grotberg, "Three-dimensional model of surfactant replacement therapy," *Proceedings of the National Academy of Sciences*, vol. 112, no. 30, pp. 9287–9292, 2015.
- [165] P. S. Stewart and O. E. Jensen, "Patterns of recruitment and injury in a heterogeneous airway network model," *Journal of The Royal Society Interface*, vol. 12, no. 111, p. 20150523, 2015.
- [166] E. R. Weibel, *The pathway for oxygen : structure and function in the mammalian respiratory system*. Harvard University Press, 1984.
- [167] P. Tabeling, *Introduction à la microfluidique*. Editions Belin, 2015.
- [168] G. P. Association and others, *Physical properties of glycerine and its solutions*. Glycerine Producers' Association, 1963.
- [169] R. Chebbi, "Deformation of advancing gas–liquid interfaces in capillary tubes," *Journal of colloid and interface science*, vol. 265, no. 1, pp. 166–173, 2003.
- [170] J. C. Magniez, M. Baudoin, C. Liu, and F. Zoueshtiagh, "Dynamics of liquid plugs in prewetted capillary tubes : from acceleration and rupture to deceleration and airway obstruction," *Soft Matter*, vol. 12, pp. 8710–8717, Oct. 2016.
- [171] H. Fujioka, D. Halpern, J. Ryans, and D. P. Gaver III, "Reduced-dimension model of liquid plug propagation in tubes," *Physical Review Fluids*, vol. 1, no. 5, p. 053201, 2016.
- [172] R. L. Hoffman, "A study of the advancing interface," *Journal of Colloid And Interface Science*, vol. 94, no. 2, pp. 470–486, 1983.
- [173] J. Ryans, H. Fujioka, D. Halpern, and D. P. Gaver, "Reduced-dimension modeling approach for simulating recruitment/de-recruitment dynamics in the lung," *Annals of biomedical engineering*, vol. 44, no. 12, pp. 3619–3631, 2016.
- [174] S. Choi, J. Choi, E. Hoffman, and C.-L. Lin, "Relationship between Pulmonary Airflow and Resistance in Patients with Airway Narrowing Using An 1-D Network Resistance and Compliance Model," in *APS Meeting Abstracts*, 2016.

- [175] J. Chen, S. Wang, H. Ke, S. Cai, and Y. Zhao, "Gas-liquid two-phase flow splitting at microchannel junctions with different branch angles," *Chemical Engineering Science*, vol. 104, pp. 881–890, 2013.
- [176] K. J. Cassidy, N. Gavriely, and J. B. Grotberg, "Liquid plug flow in straight and bifurcating tubes," *Ann Arbor*, vol. 1001, p. 48109, 2001.
- [177] Y. Zheng, J. C. Anderson, V. Suresh, and J. B. Grotberg, "Effect of gravity on liquid plug transport through an airway bifurcation model," *Journal of biomechanical engineering*, vol. 127, no. 5, pp. 798–806, 2005.
- [178] C. P. Ody, C. N. Baroud, and E. De Langre, "Transport of wetting liquid plugs in bifurcating microfluidic channels," *Journal of colloid and interface science*, vol. 308, no. 1, pp. 231–238, 2007.
- [179] Y. Song, P. Manneville, and C. N. Baroud, "Local interactions and the global organization of a two-phase flow in a branching tree," *Physical review letters*, vol. 105, no. 13, p. 134501, 2010.
- [180] N. Savva and J. W. Bush, "Viscous sheet retraction," *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 626, pp. 211–240, 2009.
- [181] M. P. Brenner and D. Gueyffier, "On the bursting of viscous films," *Physics of Fluids*, vol. 11, no. 3, pp. 737–739, 1999.
- [182] J. M. Fullana and S. Zaleski, "Stability of a growing end rim in a liquid sheet of uniform thickness," *Physics of Fluids*, vol. 11, no. 5, pp. 952–954, 1999.
- [183] W. R. McEntee and K. J. Mysels, "Bursting of soap films. I. An experimental study," *The Journal of Physical Chemistry*, vol. 73, no. 9, pp. 3018–3028, 1969.
- [184] R. L. Hoffman, "A study of the advancing interface. I. Interface shape in liquid-gas systems," *Journal of colloid and interface science*, vol. 50, no. 2, pp. 228–241, 1975.
- [185] D. Bonn, J. Eggers, J. Indekeu, J. Meunier, and E. Rolley, "Wetting and spreading," *Reviews of modern physics*, vol. 81, no. 2, p. 739, 2009.
- [186] R. J. Hansen and T. Y. Toong, "Interface behavior as one fluid completely displaces another from a small-diameter tube," *Journal of Colloid and Interface Science*, vol. 36, no. 3, pp. 410–413, 1971.
- [187] M. t. FERMIGIER and P. Jenffer, "DYNAMICS OF A LIQUID LIQUID INTERFACE IN A CAPILLARY," in *Annales de Physique*, vol. 13, pp. 37–42, EDITIONS PHYSIQUE ZI DE COURTABOEUF AVE 7 AV DU HOGGAR, BP 112, 91944 LES ULIS CEDEX, FRANCE, 1988.
- [188] J. Eggers and E. Villermaux, "Physics of liquid jets," *Reports on progress in physics*, vol. 71, no. 3, p. 036601, 2008.
- [189] L. Bourouiba, E. Dehandschoewercker, and J. W. Bush, "Violent expiratory events : on coughing and sneezing," *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 745, pp. 537–563, 2014.
- [190] Stephane Popinet, "Main Page - Gerris," 2009.
- [191] S. Popinet, "An accurate adaptive solver for surface-tension-driven interfacial flows," *Journal of Computational Physics*, vol. 228, no. 16, pp. 5838–5866, 2009.

- [192] T. Erneux and S. H. Davis, “Nonlinear rupture of free films,” *Physics of Fluids A : Fluid Dynamics*, vol. 5, no. 5, pp. 1117–1122, 1993.
- [193] J.-M. Fullana, Y. Ling, S. Popinet, and C. Josserand, “Droplet in micro-channels : A numerical approach using an adaptive two phase flow solver,” *arXiv preprint arXiv :1507.04329*, 2015.
- [194] D. A. Hoang, V. van Steijn, L. M. Portela, M. T. Kreutzer, and C. R. Kleijn, “Benchmark numerical simulations of segmented two-phase flows in microchannels using the Volume of Fluid method,” *Computers & Fluids*, vol. 86, pp. 28–36, 2013.
- [195] R. Scardovelli and S. Zaleski, “Direct numerical simulation of free-surface and interfacial flow,” *Annual review of fluid mechanics*, vol. 31, no. 1, pp. 567–603, 1999.
- [196] M. M. Francois, S. J. Cummins, E. D. Dendy, D. B. Kothe, J. M. Sicilian, and M. W. Williams, “A balanced-force algorithm for continuous and sharp interfacial surface tension models within a volume tracking framework,” *Journal of Computational Physics*, vol. 213, no. 1, pp. 141–173, 2006.
- [197] J. C. Love, L. A. Estroff, J. K. Kriebel, R. G. Nuzzo, and G. M. Whitesides, “Self-assembled monolayers of thiolates on metals as a form of nanotechnology,” *Chemical reviews*, vol. 105, no. 4, pp. 1103–1170, 2005.
- [198] H. B. Eral, J. M. Oh, and others, “Contact angle hysteresis : a review of fundamentals and applications,” *Colloid and polymer science*, vol. 291, no. 2, pp. 247–260, 2013.
- [199] D. C. Deisenroth, “Thickness measurement of dynamic thin liquid films generated by plug-annular flow in non-wetting microchannels,” 2014.
- [200] J. H. Snoeijer and B. Andreotti, “Moving contact lines : scales, regimes, and dynamical transitions,” *Annual review of fluid mechanics*, vol. 45, pp. 269–292, 2013.
- [201] C. Duez, C. Ybert, C. Clanet, and L. Bocquet, “Making a splash with water repellency,” *Nat Phys*, vol. 3, pp. 180–183, Mar. 2007.
- [202] S. H. Davis and others, “On the motion of a fluid-fluid interface along a solid surface,” *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 65, no. 01, pp. 71–95, 1974.
- [203] M. Maleki, E. Reyssat, D. Quéré, and R. Golestanian, “On the Landau- Levich Transition,” *Langmuir*, vol. 23, no. 20, pp. 10116–10122, 2007.
- [204] J. H. Snoeijer, G. Delon, M. Fermigier, and B. Andreotti, “Avoided critical behavior in dynamically forced wetting,” *Physical review letters*, vol. 96, no. 17, p. 174504, 2006.
- [205] T. Shing Chan, T. Gueudré, and J. H. Snoeijer, “Maximum speed of dewetting on a fiber,” *Physics of Fluids*, vol. 23, no. 11, p. 112103, 2011.
- [206] J. Eggers, “Existence of receding and advancing contact lines,” *Physics of Fluids*, vol. 17, no. 8, p. 082106, 2005.
- [207] T. S. Chan, J. H. Snoeijer, and J. Eggers, “Theory of the forced wetting transition,” *Physics of fluids*, vol. 24, no. 7, p. 072104, 2012.
- [208] D. M. Huang, C. Sendner, D. Horinek, R. R. Netz, and L. Bocquet, “Water slippage versus contact angle : A quasiuniversal relationship,” *Physical review letters*, vol. 101, no. 22, p. 226101, 2008.

- [209] C. D. Honig and W. A. Ducker, "Squeeze film lubrication in Silicone Oil : Experimental test of the no-slip boundary condition at solid- liquid interfaces," *The Journal of Physical Chemistry C*, vol. 112, no. 44, pp. 17324–17330, 2008.
- [210] C. L. Henry and V. S. J. Craig, "Measurement of no-slip and slip boundary conditions in confined Newtonian fluids using atomic force microscopy," *Physical Chemistry Chemical Physics*, vol. 11, no. 41, pp. 9514–9521, 2009.
- [211] A. P. Bowles, C. D. Honig, and W. A. Ducker, "No-Slip Boundary Condition for Weak Solid-Liquid Interactions," *The Journal of Physical Chemistry C*, vol. 115, no. 17, pp. 8613–8621, 2011.
- [212] A. Maali, S. Colin, and B. Bhushan, "Slip length measurement of gas flow," *Nanotechnology*, vol. 27, no. 37, p. 374004, 2016.
- [213] L. Zhu, P. Attard, and C. Neto, "Reconciling slip measurements in symmetric and asymmetric systems," *Langmuir*, vol. 28, no. 20, pp. 7768–7774, 2012.
- [214] P. Ligrani, D. Blanchard, and B. Gale, "Slip due to surface roughness for a Newtonian liquid in a viscous microscale disk pump," *Physics of Fluids*, vol. 22, no. 5, p. 052002, 2010.
- [215] D. C. Tretheway and C. D. Meinhart, "Apparent fluid slip at hydrophobic microchannel walls," *Physics of fluids*, vol. 14, no. 3, pp. L9–L12, 2002.
- [216] T. D. Blake, "The physics of moving wetting lines," *Journal of colloid and interface science*, vol. 299, no. 1, pp. 1–13, 2006.
- [217] B. R. Duffy and S. K. Wilson, "A third-order differential equation arising in thin-film flows and relevant to Tanner's Law," *Applied Mathematics Letters*, vol. 10, no. 3, pp. 63–68, 1997.
- [218] J. Eggers, "Toward a description of contact line motion at higher capillary numbers," *Physics of Fluids*, vol. 16, no. 9, pp. 3491–3494, 2004.
- [219] L. M. Hocking, "The spreading of a thin drop by gravity and capillarity," *The Quarterly Journal of Mechanics and Applied Mathematics*, vol. 36, no. 1, pp. 55–69, 1983.
- [220] M. M. G. Eain, V. Egan, J. Howard, P. Walsh, E. Walsh, and J. Punch, "Review and extension of pressure drop models applied to Taylor flow regimes," *International Journal of Multiphase Flow*, vol. 68, pp. 1–9, 2015.
- [221] R. Gupta, D. F. Fletcher, and B. S. Haynes, "Taylor flow in microchannels : a review of experimental and computational work," *The Journal of Computational Multiphase Flows*, vol. 2, no. 1, pp. 1–31, 2010.
- [222] C. N. Baroud, F. Gallaire, and R. Danga, "Dynamics of microfluidic droplets," *Lab on a Chip*, vol. 10, no. 16, pp. 2032–2045, 2010.
- [223] J. Bico and D. Quéré, "Self-propelling slugs," *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 467, pp. 101–127, 2002.
- [224] L. Shui, J. C. Eijkel, and A. van den Berg, "Multiphase flow in micro-and nanochannels," *Sensors and Actuators B : Chemical*, vol. 121, no. 1, pp. 263–276, 2007.
- [225] M. N. Kashid and D. W. Agar, "Hydrodynamics of liquid–liquid slug flow capillary micro-reactor : flow regimes, slug size and pressure drop," *Chemical Engineering Journal*, vol. 131, no. 1, pp. 1–13, 2007.

- [226] K. Piroird, C. Clanet, and D. Quéré, “Detergency in a tube,” *Soft Matter*, vol. 7, no. 16, pp. 7498–7503, 2011.
- [227] T. Cubaud, U. Ulmanella, and C.-M. Ho, “Two-phase flow in microchannels with surface modifications,” *Fluid Dynamics Research*, vol. 38, no. 11, pp. 772–786, 2006.
- [228] A. Serizawa, Z. Feng, and Z. Kawara, “Two-phase flow in microchannels,” *Experimental Thermal and Fluid Science*, vol. 26, no. 6, pp. 703–714, 2002.
- [229] C. B. Tibirica and G. Ribatski, “Flow boiling in micro-scale channels—Synthesized literature review,” *International Journal of Refrigeration*, vol. 36, no. 2, pp. 301–324, 2013.
- [230] C. Choi, J. S. Shin, D. I. Yu, and M. H. Kim, “Flow boiling behaviors in hydrophilic and hydrophobic microchannels,” *Experimental Thermal and Fluid Science*, vol. 35, no. 5, pp. 816–824, 2011.
- [231] E. A. Chinnov, F. V. Ron’shin, and O. A. Kabov, “Regimes of two-phase flow in micro-and minichannels (review),” *Thermophysics and Aeromechanics*, vol. 22, no. 3, pp. 265–284, 2015.
- [232] C. Y. Lee and S. Y. Lee, “Influence of surface wettability on transition of two-phase flow pattern in round mini-channels,” *International Journal of Multiphase Flow*, vol. 34, no. 7, pp. 706–711, 2008.
- [233] E. Reyssat, “Drops and bubbles in wedges,” *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 748, pp. 641–662, 2014.
- [234] C. Redon, F. Brochard-Wyart, and F. Rondelez, “Dynamics of dewetting,” *Physical review letters*, vol. 66, no. 6, p. 715, 1991.
- [235] F. Brochard-Wyart and P. G. De Gennes, “Dynamics of partial wetting,” *Advances in Colloid and Interface Science*, vol. 39, pp. 1–11, 1992.
- [236] P.-G. de Gennes, F. Brochard-Wyart, and D. Quéré, *Gouttes, bulles, perles et ondes*. Belin Paris, 2002.
- [237] J. H. Snoeijer and J. Eggers, “Asymptotic analysis of the dewetting rim,” *Physical Review E*, vol. 82, no. 5, p. 056314, 2010.
- [238] G. Callegari, A. Calvo, and J. P. Hulin, “Dewetting processes in a cylindrical geometry,” *The European Physical Journal E*, vol. 16, no. 3, pp. 283–290, 2005.
- [239] G. Callegari, A. Calvo, J.-P. Hulin, and F. Brochard-Wyart, “Dewetting versus Rayleigh instability inside capillaries,” *Langmuir*, vol. 18, no. 12, pp. 4795–4798, 2002.
- [240] A. van Reenen, A. M. de Jong, J. M. den Toonder, and M. W. Prins, “Integrated lab-on-chip biosensing systems based on magnetic particle actuation—a comprehensive review,” *Lab on a Chip*, vol. 14, no. 12, pp. 1966–1986, 2014.
- [241] Y. Temiz, R. D. Lovchik, G. V. Kaigala, and E. Delamarche, “Lab-on-a-chip devices : How to close and plug the lab?,” *Microelectronic Engineering*, vol. 132, pp. 156–175, Jan. 2015.
- [242] L. Capretto, W. Cheng, M. Hill, and X. Zhang, “Micromixing within microfluidic devices,” in *Microfluidics*, pp. 27–68, Springer, 2011.
- [243] V. Hessel, H. Löwe, and F. Schönfeld, “Micromixers—a review on passive and active mixing principles,” *Chemical Engineering Science*, vol. 60, no. 8, pp. 2479–2501, 2005.

- [244] K. Ward and Z. H. Fan, "Mixing in microfluidic devices and enhancement methods," *Journal of Micromechanics and Microengineering*, vol. 25, no. 9, p. 094001, 2015.
- [245] P. Löb, K. S. Drese, V. Hessel, S. Hardt, C. Hofmann, H. Löwe, R. Schenk, F. Schönfeld, and B. Werner, "Steering of liquid mixing speed in interdigital micro mixers—from very fast to deliberately slow mixing," *Chemical engineering & technology*, vol. 27, no. 3, pp. 340–345, 2004.
- [246] A. D. Stroock, S. K. Dertinger, A. Ajdari, I. Mezic, H. A. Stone, and G. M. Whitesides, "Chaotic mixer for microchannels," *Science* 295 : 647–651," *CrossRef Google Scholar*, 2002.
- [247] J. B. Knight, A. Vishwanath, J. P. Brody, and R. H. Austin, "Hydrodynamic focusing on a silicon chip : mixing nanoliters in microseconds," *Physical Review Letters*, vol. 80, no. 17, p. 3863, 1998.
- [248] F. Sarrazin, L. Prat, N. Di Miceli, G. Cristobal, D. R. Link, and D. A. Weitz, "Mixing characterization inside microdroplets engineered on a microcoalescer," *Chemical Engineering Science*, vol. 62, no. 4, pp. 1042–1048, 2007.
- [249] Y. K. Suh and S. Kang, "A review on mixing in microfluidics," *Micromachines*, vol. 1, no. 3, pp. 82–111, 2010.
- [250] S. Gambhire, N. Patel, G. Gambhire, and S. Kale, "A Review on Different Micromixers and its Micromixing within Microchannel," 2016.
- [251] J. Chen, D. Chen, Y. Xie, T. Yuan, and X. Chen, "Progress of microfluidics for biology and medicine," *Nano-Micro Letters*, vol. 5, no. 1, pp. 66–80, 2013.
- [252] Z. Che, N.-T. Nguyen, T. N. Wong, and others, "Analysis of chaotic mixing in plugs moving in meandering microchannels," *Physical Review E*, vol. 84, no. 6, p. 066309, 2011.
- [253] H. Song, M. R. Bringer, J. D. Tice, C. J. Gerdtts, and R. F. Ismagilov, "Experimental test of scaling of mixing by chaotic advection in droplets moving through microfluidic channels," *Applied Physics Letters*, vol. 83, no. 22, pp. 4664–4666, 2003.
- [254] A. Günther, M. Jhunjhunwala, M. Thalmann, M. A. Schmidt, and K. F. Jensen, "Micromixing of miscible liquids in segmented gas- liquid flow," *Langmuir*, vol. 21, no. 4, pp. 1547–1555, 2005.
- [255] R. Lenormand, C. Zarcone, and A. Sarr, "Mechanisms of the displacement of one fluid by another in a network of capillary ducts," *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 135, pp. 337–353, 1983.
- [256] M. M. Dias and A. C. Payatakes, "Network models for two-phase flow in porous media Part 1. Immiscible microdisplacement of non-wetting fluids," *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 164, pp. 305–336, 1986.
- [257] J. Stark and M. Manga, "The motion of long bubbles in a network of tubes," *Transport in Porous Media*, vol. 40, no. 2, pp. 201–218, 2000.
- [258] G. J. Hirasaki, J. B. Lawson, and others, "Mechanisms of foam flow in porous media : apparent viscosity in smooth capillaries," *Society of Petroleum Engineers Journal*, vol. 25, no. 02, pp. 176–190, 1985.
- [259] W. L. Olbricht, "Pore-scale prototypes of multiphase flow in porous media," *Annual review of fluid mechanics*, vol. 28, no. 1, pp. 187–213, 1996.

- [260] D. D. Joseph, R. Bai, C. Mata, K. Sury, and C. Grant, "Self-lubricated transport of bitumen froth," *Journal of fluid mechanics*, vol. 386, pp. 127–148, 1999.
- [261] S. Ghosh, T. K. Mandal, G. Das, and P. K. Das, "Review of oil water core annular flow," *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, vol. 13, no. 8, pp. 1957–1965, 2009.
- [262] D. D. Joseph and Y. Renardy, "Fundamentals of Two," *Fluid Dynamics*, vol. 1, p. 276, 1991.
- [263] T. R. Melli, J. M. De Santos, W. B. Kolb, and L. E. Scriven, "Cocurrent downflow in networks of passages. Microscale roots of macroscale flow regimes," *Industrial & engineering chemistry research*, vol. 29, no. 12, pp. 2367–2379, 1990.
- [264] W. Engl, M. Roche, A. Colin, P. Panizza, and A. Ajdari, "Droplet traffic at a simple junction at low capillary numbers," *Physical review letters*, vol. 95, no. 20, p. 208304, 2005.
- [265] N. Champagne, R. Vasseur, A. Montourcy, and D. Bartolo, "Traffic jams and intermittent flows in microfluidic networks," *Physical review letters*, vol. 105, no. 4, p. 044502, 2010.
- [266] C. Kouris and J. Tsamopoulos, "Dynamics of axisymmetric core-annular flow in a straight tube. I. The more viscous fluid in the core, bamboo waves," *Physics of Fluids*, vol. 13, no. 4, pp. 841–858, 2001.
- [267] K. Havre, K. O. Stornes, and H. Stray, "Taming slug flow in pipelines," *ABB review*, vol. 4, pp. 55–63, 2000.
- [268] F. Di Meglio, *Dynamics and control of slugging in oil production*. PhD thesis, École Nationale Supérieure des Mines de Paris, 2011.
- [269] H. Song, J. D. Tice, and R. F. Ismagilov, "A microfluidic system for controlling reaction networks in time," *Angewandte Chemie*, vol. 115, no. 7, pp. 792–796, 2003.
- [270] A. Günther, S. A. Khan, M. Thalmann, F. Trachsel, and K. F. Jensen, "Transport and reaction in microscale segmented gas–liquid flow," *Lab on a Chip*, vol. 4, no. 4, pp. 278–286, 2004.
- [271] H. Song, D. L. Chen, and R. F. Ismagilov, "Reactions in droplets in microfluidic channels," *Angewandte chemie international edition*, vol. 45, no. 44, pp. 7336–7356, 2006.
- [272] A. Günther and K. F. Jensen, "Multiphase microfluidics : from flow characteristics to chemical and materials synthesis," *Lab on a Chip*, vol. 6, no. 12, pp. 1487–1503, 2006.
- [273] N. Assmann and P. R. von Rohr, "Extraction in microreactors : intensification by adding an inert gas phase," *Chemical Engineering and Processing : Process Intensification*, vol. 50, no. 8, pp. 822–827, 2011.
- [274] E. J. Walsh, C. King, R. Grimes, and A. Gonzalez, "Segmenting Fluid Effect on PCR Reactions in Microfluidic Platforms," *Biomed Microdevices*, vol. 7, pp. 269–272, Dec. 2005.
- [275] M. T. Kreutzer, P. Du, J. J. Heiszwolf, F. Kapteijn, and J. A. Moulijn, "Mass transfer characteristics of three-phase monolith reactors," *Chemical Engineering Science*, vol. 56, pp. 6015–6023, Nov. 2001.
- [276] Y. S. Muzychka, E. J. Walsh, and P. Walsh, "Heat Transfer Enhancement Using Laminar Gas-Liquid Segmented Plug Flows," *J. Heat Transfer*, vol. 133, pp. 041902–041902–9, Jan. 2011.

- [277] M. R. Bringer, C. J. Gerdt, H. Song, J. D. Tice, and R. F. Ismagilov, "Microfluidic systems for chemical kinetics that rely on chaotic mixing in droplets," *Philosophical Transactions of the Royal Society of London A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, vol. 362, no. 1818, pp. 1087–1104, 2004.
- [278] D. Liepmann, "Design and fabrication of a micro-CPL for chip-level cooling," *ASME-PUBLICATIONS-HTD*, vol. 369, pp. 51–54, 2001.
- [279] J. C. Hogg, F. Chu, S. Utokaparch, R. Woods, W. M. Elliott, L. Buzatu, R. M. Cherniack, R. M. Rogers, F. C. Sciurba, H. O. Coxson, and others, "The nature of small-airway obstruction in chronic obstructive pulmonary disease," *New England Journal of Medicine*, vol. 350, no. 26, pp. 2645–2653, 2004.
- [280] S. N. Ghadiali and D. P. Gaver, "Biomechanics of liquid–epithelium interactions in pulmonary airways," *Respiratory physiology & neurobiology*, vol. 163, no. 1, pp. 232–243, 2008.
- [281] T. Ueda, M. Ikegami, E. D. Rider, and A. H. Jobe, "Distribution of surfactant and ventilation in surfactant-treated preterm lambs," *Journal of Applied Physiology*, vol. 76, no. 1, pp. 45–55, 1994.
- [282] B. A. Holm and S. Matalon, "Role of pulmonary surfactant in the development and treatment of adult respiratory distress syndrome," *Anesthesia & Analgesia*, vol. 69, no. 6, pp. 805–818, 1989.
- [283] T. E. Wiswell, S. S. Peabody, J. M. Davis, M. V. Slayter, R. C. Bent, and T. A. Merritt, "Surfactant therapy and high-frequency jet ventilation in the management of a piglet model of the meconium aspiration syndrome," *Pediatric research*, vol. 36, no. 4, pp. 494–500, 1994.
- [284] G. F. Nieman, A. M. Paskanik, R. R. Fluck, and W. R. Clark, "Comparison of exogenous surfactants in the treatment of wood smoke inhalation," *American journal of respiratory and critical care medicine*, vol. 152, no. 2, pp. 597–602, 1995.
- [285] G. F. Nieman, L. A. Gatto, A. M. Paskanik, B. Yang, R. Fluck, and A. Picone, "Surfactant replacement in the treatment of sepsis-induced adult respiratory distress syndrome in pigs," *Critical care medicine*, vol. 24, no. 6, pp. 1025–1033, 1996.
- [286] D. Walmrath, A. Günther, H. A. Ghofrani, R. Schermuly, T. Schneider, F. Grimminger, and W. Seeger, "Bronchoscopic surfactant administration in patients with severe adult respiratory distress syndrome and sepsis," *American journal of respiratory and critical care medicine*, vol. 154, no. 1, pp. 57–62, 1996.
- [287] "National Vital Statistics Reports, Volume 58, Number 19 (05/20/2010) - nvsr58_19.pdf," 2010.
- [288] R. D. Bland, "Loss of liquid from the lung lumen in labor : more than a simple "squeeze"," *American Journal of Physiology-Lung Cellular and Molecular Physiology*, vol. 280, no. 4, pp. L602–L605, 2001.
- [289] A. B. Te Pas, P. G. Davis, S. B. Hooper, and C. J. Morley, "From liquid to air : breathing after birth," *The Journal of pediatrics*, vol. 152, no. 5, pp. 607–611, 2008.
- [290] R. S. Pillai, T. Chandra, I. F. Miller, J. Lloyd-Still, and D. B. Yeates, "Work of adhesion of respiratory tract mucus," *Journal of Applied Physiology*, vol. 72, no. 4, pp. 1604–1610, 1992.

- [291] D. J. Serisier, M. P. Carroll, J. K. Shute, and S. A. Young, "Macrorheology of cystic fibrosis, chronic obstructive pulmonary disease & normal sputum," *Respiratory research*, vol. 10, no. 1, p. 63, 2009.
- [292] R. C. Boucher, "Cystic fibrosis : a disease of vulnerability to airway surface dehydration," *Trends in molecular medicine*, vol. 13, no. 6, pp. 231–240, 2007.
- [293] M. King, "Is cystic fibrosis mucus abnormal?," *Pediatric research*, vol. 15, no. 2, pp. 120–122, 1981.
- [294] H. Pasterkamp, S. S. Kraman, and G. R. Wodicka, "Respiratory sounds : advances beyond the stethoscope," *American journal of respiratory and critical care medicine*, vol. 156, no. 3, pp. 974–987, 1997.
- [295] A. M. Alencar, S. V. Buldyrev, A. Majumdar, H. E. Stanley, and B. Suki, "Avalanche dynamics of crackle sound in the lung," *Physical review letters*, vol. 87, no. 8, p. 088101, 2001.
- [296] A. M. Alencar, S. V. Buldyrev, A. Majumdar, H. E. Stanley, and B. Suki, "Perimeter growth of a branched structure : application to crackle sounds in the lung," *Physical Review E*, vol. 68, no. 1, p. 011909, 2003.
- [297] S. Reichert, *Nouveaux outils de communication pour le diagnostic partagé et la surveillance du patient-application au domaine de l'auscultation*. PhD thesis, Université de Technologie de Belfort-Montbéliard, 2009.
- [298] Z. Hantos, J. Tolnai, T. Asztalos, F. Petak, A. Adamicza, A. M. Alencar, A. Majumdar, and B. Suki, "Acoustic evidence of airway opening during recruitment in excised dog lungs," *Journal of Applied Physiology*, vol. 97, no. 2, pp. 592–598, 2004.
- [299] K. F. Rabe, S. Hurd, A. Anzueto, P. J. Barnes, S. A. Buist, P. Calverley, Y. Fukuchi, C. Jenkins, R. Rodriguez-Roisin, C. Van Weel, and others, "Global strategy for the diagnosis, management, and prevention of chronic obstructive pulmonary disease : GOLD executive summary," *American journal of respiratory and critical care medicine*, vol. 176, no. 6, pp. 532–555, 2007.
- [300] N. R. Anthonisen, J. Manfreda, C. P. W. Warren, E. S. Hershfield, G. K. M. Harding, and N. A. Nelson, "Antibiotic therapy in exacerbations of chronic obstructive pulmonary disease," *Annals of internal medicine*, vol. 106, no. 2, pp. 196–204, 1987.
- [301] E. Raczka, J. F. Kukowska-Latallo, M. Rymaszewski, C. Chen, and J. R. Baker, "The effect of synthetic surfactant Exosurf on gene transfer in mouse lung in vivo," *Gene therapy*, vol. 5, no. 10, pp. 1333–1339, 1998.
- [302] S. M. Manuel, Y. Guo, and S. Matalon, "Exosurf enhances adenovirus-mediated gene transfer to alveolar type II cells," *American Journal of Physiology-Lung Cellular and Molecular Physiology*, vol. 273, no. 4, pp. L741–L748, 1997.
- [303] A.-L. Leblond, P. Naud, V. Forest, C. Gourden, C. Sagan, B. Romefort, E. Mathieu, B. Delorme, C. Collin, J.-C. Pages, and others, "Developing cell therapy techniques for respiratory disease : intratracheal delivery of genetically engineered stem cells in a murine model of airway injury," *Human gene therapy*, vol. 20, no. 11, pp. 1329–1343, 2009.
- [304] T. van Haften, R. Byrne, S. Bonnet, G. Y. Rochefort, J. Akabutu, M. Bouchentouf, G. J. Rey-Parra, J. Galipeau, A. Haromy, F. Eaton, and others, "Airway delivery of mesenchymal

- stem cells prevents arrested alveolar growth in neonatal lung injury in rats,” *American journal of respiratory and critical care medicine*, vol. 180, no. 11, pp. 1131–1142, 2009.
- [305] J. W. Kendig, R. H. Notter, C. Cox, L. J. Reubens, J. M. Davis, W. M. Maniscalco, R. A. Sinkin, A. Bartoletti, H. S. Dweck, M. J. Horgan, and others, “A comparison of surfactant as immediate prophylaxis and as rescue therapy in newborns of less than 30 weeks’ gestation,” *New England Journal of Medicine*, vol. 324, no. 13, pp. 865–871, 1991.
- [306] W. Long, T. Thompson, H. Sundell, R. Schumacher, F. Volberg, R. Guthrie, A. E. N. S. Group, and others, “Effects of two rescue doses of a synthetic surfactant on mortality rate and survival without bronchopulmonary dysplasia in 700-to 1350-gram infants with respiratory distress syndrome,” *The Journal of pediatrics*, vol. 118, no. 4, pp. 595–605, 1991.
- [307] K. J. Cassidy, J. L. Bull, M. R. Glucksberg, C. A. Dawson, S. T. Haworth, R. Hirschl, N. Gavriely, and J. B. Grotberg, “A rat lung model of instilled liquid transport in the pulmonary airways,” *Journal of Applied Physiology*, vol. 90, no. 5, pp. 1955–1967, 2001.
- [308] J. C. Anderson, R. C. Molthen, C. A. Dawson, S. T. Haworth, J. L. Bull, M. R. Glucksberg, and J. B. Grotberg, “Effect of ventilation rate on instilled surfactant distribution in the pulmonary airways of rats,” *Journal of Applied Physiology*, vol. 97, no. 1, pp. 45–56, 2004.
- [309] J. L. Bull, S. Tredici, E. Komori, D. O. Brant, J. B. Grotberg, and R. B. Hirschl, “Distribution dynamics of perfluorocarbon delivery to the lungs : an intact rabbit model,” *Journal of Applied Physiology*, vol. 96, no. 5, pp. 1633–1642, 2004.
- [310] S. Tredici, F. Tredici, D. O. Brant, R. B. Hirschl, and J. L. Bull, “Effect of viscosity on instilled perfluorocarbon distribution in rabbit lungs,” *Journal of biomechanical engineering*, vol. 128, no. 6, pp. 857–861, 2006.
- [311] J. L. Bull, C. A. Reickert, S. Tredici, E. Komori, E. L. Frank, D. O. Brant, J. B. Grotberg, and R. B. Hirschl, “Flow limitation in liquid-filled lungs : Effects of liquid properties,” *Journal of biomechanical engineering*, vol. 127, no. 4, pp. 630–636, 2005.
- [312] A. B. Afsar-Siddiqui, P. F. Luckham, and O. K. Matar, “The spreading of surfactant solutions on thin liquid films,” *Advances in colloid and interface science*, vol. 106, no. 1, pp. 183–236, 2003.
- [313] D. P. Gaver, O. E. Jensen, and D. Halpern, “Surfactant and airway liquid flows,” *LUNG BIOLOGY IN HEALTH AND DISEASE*, vol. 201, p. 191, 2005.
- [314] D. Halpern, O. E. Jensen, and J. B. Grotberg, “A theoretical study of surfactant and liquid delivery into the lung,” *Journal of Applied Physiology*, vol. 85, no. 1, pp. 333–352, 1998.
- [315] F. F. Espinosa and R. D. Kamm, “Bolus dispersal through the lungs in surfactant replacement therapy,” *Journal of Applied Physiology*, vol. 86, no. 1, pp. 391–410, 1999.
- [316] T. H. Shaffer, M. R. Wolfson, and L. C. Clark, “Liquid ventilation,” *Pediatric pulmonology*, vol. 14, no. 2, pp. 102–109, 1992.
- [317] R. B. Hirschl, A. Parent, R. Tooley, M. McCracken, K. Johnson, T. H. Shaffer, M. R. Wolfson, and R. H. Bartlett, “Liquid ventilation improves pulmonary function, gas exchange, and lung injury in a model of respiratory failure.,” *Annals of surgery*, vol. 221, no. 1, p. 79, 1995.

- [318] R. B. Hirschl, M. Croce, D. Gore, H. Wiedemann, K. Davis, J. Zwischenberger, and R. H. Bartlett, "Prospective, randomized, controlled pilot study of partial liquid ventilation in adult acute respiratory distress syndrome," *American journal of respiratory and critical care medicine*, vol. 165, no. 6, pp. 781–787, 2002.
- [319] R. B. Hirschl, S. Conrad, R. Kaiser, J. B. Zwischenberger, R. H. Bartlett, F. Booth, and V. Cardenas, "Partial liquid ventilation in adult patients with ARDS : a multicenter phase I-II trial. Adult PLV Study Group," *Annals of surgery*, vol. 228, no. 5, p. 692, 1998.
- [320] W. Guest, "Ventilation with lower tidal volumes as compared with traditional tidal volumes for acute lung injury and the acute respiratory distress syndrome," *Internal Medicine*, 2015.
- [321] A. M. Jacob and D. P. Gaver III, "An investigation of the influence of cell topography on epithelial mechanical stresses during pulmonary airway reopening," *Physics of Fluids*, vol. 17, no. 3, p. 031502, 2005.
- [322] A. Khademhosseini, *Micro and nanoengineering of the cell microenvironment : technologies and applications*. Artech House, 2008.
- [323] S. Bian, C.-F. Tai, D. Halpern, Y. Zheng, and J. B. Grotberg, "Experimental study of flow fields in an airway closure model," *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 647, pp. 391–402, 2010.
- [324] M. P. McIlwaine, N. M. L. Son, and M. L. Richmond, "Physiotherapy and cystic fibrosis : what is the evidence base ?," *Current opinion in pulmonary medicine*, vol. 20, no. 6, pp. 613–617, 2014.
- [325] A. E. Holland, B. M. Button, and International Physiotherapy Group for Cystic Fibrosis, Australian Chapter, "Physiotherapy for cystic fibrosis in Australia : knowledge and acceptance of the Consensus Statement recommendations," *Respirology*, vol. 18, pp. 652–656, May 2013.
- [326] A. Vandevenne, *Rééducation respiratoire : bases cliniques, physiopathologie et résultats*. Masson, 1999.
- [327] P. H. S. Figueiredo, W. A. Zin, and F. S. Guimarães, "Flutter valve improves respiratory mechanics and sputum production in patients with bronchiectasis," *Physiother Res Int*, vol. 17, pp. 12–20, Mar. 2012.
- [328] E. M. App, R. Kieselmann, D. Reinhardt, H. Lindemann, B. Dasgupta, M. King, and P. Brand, "Sputum rheology changes in cystic fibrosis lung disease following two different types of physiotherapy : flutter vs autogenic drainage," *Chest*, vol. 114, no. 1, pp. 171–177, 1998.
- [329] J.-P. DELAUNAY, "Conférence de consensus en kinésithérapie respiratoire : Place respective des différentes techniques non instrumentales de désencombrement bronchique," *Cahiers de kinésithérapie*, vol. 192, no. 4, pp. 14–22, 1998.
- [330] J. Thomas, D. J. Cook, and D. Brooks, "Chest physical therapy management of patients with cystic fibrosis. A meta-analysis," *Am. J. Respir. Crit. Care Med.*, vol. 151, pp. 846–850, Mar. 1995.

RÉSUMÉ

Écoulements de ponts liquides dans des tubes capillaires : application aux maladies d'encombrement pulmonaire

Les maladies pulmonaires obstructives touchent aujourd'hui plusieurs millions de personnes dans le monde. Ces maladies se manifestent par l'accumulation d'un liquide appelé mucus dans les poumons, pouvant aboutir, lorsqu'elle est trop importante, à la formation de ponts liquides entravant la circulation de l'air. Les voies pulmonaires peuvent néanmoins se rouvrir via la rupture de ces ponts liquides. Ces réouvertures peuvent résulter du cycle respiratoire, d'écoulements plus violents provoqués par le mécanisme de toux ou encore nécessiter des séances de kinésithérapie respiratoire pour les malades atteints de bronchites chroniques ou de mucoviscidose. Dans cette thèse nous nous sommes intéressés à la rupture de ponts liquides engendrée par un cycle de respiration ou via un forçage unidirectionnel d'intensité suffisante. En particulier nous avons caractérisé expérimentalement et théoriquement les pressions critiques nécessaires pour rouvrir des voies obstruées. Nous avons aussi étudié les derniers instants de vie d'un pont liquide et mis en évidence à la fois expérimentalement et numériquement différents régimes de rupture. A forte vitesse, cette rupture est obtenue via l'atomisation du liquide, c'est à dire la formation de gouttelettes qui pourraient correspondre aux éjectas lors de la toux. Enfin nous nous sommes intéressés à un problème plus éloigné des poumons mais néanmoins fondamental en microfluidique : la dynamique de ponts liquides sur des surfaces partiellement mouillantes. Nous avons montré qu'au-dessus d'un certain seuil en vitesse, le déplacement d'un simple doigt de liquide à débit constant aboutit à la formation d'un train de bulles et de ponts liquides calibrés.

Mots clés : Écoulement diphasique, écoulement de Taylor, bulle, pont liquide, capillaire, poumon, respiration

MOT-CLEFS

Écoulement diphasique, écoulement de Taylor, pont liquide

TITLE

Écoulements de ponts liquides dans des tubes capillaires : application aux maladies d'encombrement pulmonaire

ABSTRACT

Liquid plugs flow in capillary tube : application to pulmonary congestion diseases

Obstructive lung diseases affect several million people in the world. These pathologies can primarily alter the distribution of air in the respiratory system and result in severe breathing difficulties due to the accumulation of mucus in the airways and the formation of liquid plugs. Obstructed airways can nevertheless reopen via the rupture of these liquid plugs. These reopenings may result from the respiratory cycle, more violent outflows caused by the cough mechanism or require respiratory physiotherapy sessions for patients suffering from chronic bronchitis or cystic fibrosis. In this thesis, we studied the rupture of liquid plugs generated by a breathing cycle or by a unidirectional forcing of sufficient intensity. In particular, we characterized experimentally and theoretically the critical pressures necessary to reopen obstructed pathways. We also studied the last moments of life of a liquid plug and observed and characterized both experimentally and numerically different regimes of rupture. At high velocity, this rupture is obtained via the atomization of the liquid, ie the formation of droplets that could correspond to the liquid atomized during cough. Finally, we studied a problem not observed in the lungs but nevertheless fundamental in microfluidics : the dynamics of liquid plugs on partially wettable surfaces. We have shown that above a certain velocity threshold, the displacement of a single liquid finger at constant flow rate results in the formation of a train of calibrated bubbles and liquid plugs.

Keywords : Diphasic flow, Taylor flow, bubble, liquid plug, capillary tube, lung, breathing

KEYWORDS

Diphasic flow, Taylor flow, liquid plug

ADDR : Avenue Poincaré, BP 60069, 59652 Villeneuve d'Ascq Cedex

ISBN : □□□□□□□□□□□□□□