



Gouttes et films liquides en aérodynamique automobile

Ady Kevin Njifenju

► To cite this version:

Ady Kevin Njifenju. Gouttes et films liquides en aérodynamique automobile. Milieux fluides et réactifs. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2010. Français. NNT: . pastel-00539839

HAL Id: pastel-00539839

<https://pastel.hal.science/pastel-00539839>

Submitted on 25 Nov 2010

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

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

THÈSE

Pour l'obtention du grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ PIERRE ET MARIE CURIE

PARIS VI

Thèse préparée à

**L'ÉCOLE DE PHYSIQUE ET DE CHIMIE INDUSTRIELLE DE LA
VILLE DE PARIS (ESPCI-ParisTech)**

Diplôme National - Arrêté du 7 août 2006

**ÉCOLE DOCTORALE SCIENCES MÉCANIQUES, ACOUSTIQUE
ÉLECTRONIQUE & ROBOTIQUE DE PARIS (ED 391)**

DOMAINE DE RECHERCHE : SCIENCES DE L'INGÉNIEUR

Présentée par

A. Kevin Njifenju

Gouttes et Films Liquides en Aérodynamique Automobile

Directeur de thèse : **Pr. Marc Fermigier**

Co-direction : **Dr. José Bico , Dr Emmanuelle Andrès**

Soutenue le 26 Janvier 2010
Devant la Commission d'Examen

JURY

M. Davoust Laurent	Chargé de Recherche au CNRS	Rapporteur
M. De Langre Emmanuel	Professeur à l'Ecole Polytechnique	Rapporteur
M. Charru François	Professeur à l'IMFT	Examineur
M. Zaleski Stéphane	Professeur à l'Université Paris VI	Examineur
Mme Sondergaard Elin	Saint-Gobain Recherche	Invitée

Remerciements

La liste des personnes que j'aimerais remercier ici, qui m'ont aidé d'une manière ou d'une autre durant ma thèse en particulier (et mes études en générale), est longue et je m'excuse par avance si j'oublie quelques noms.

Après 3 ans de thèse au PMMH à l'ESPCI-ParisTech, on ne peut que commencer par remercier José-Eduardo Wesfreid le directeur du laboratoire qui apporte une attention particulière à tous les doctorants du laboratoire et est à la base d'un climat de vie et de travail particulièrement agréable.

Je remercie principalement mes Encadrants de thèse à l'ESPCI Marc FERMIER et José BICO.

Marc m'a appris plusieurs choses durant ces trois années de thèse. Je note en particulier le goût pour " les manip exotiques ", l'analyse efficace des problèmes de physiques et cette faculté de pouvoir " communiquer avec (j'allais dire ressentir) les manip ". Il faut dire que Marc n'enseigne pas que de la physique à ses étudiants, il m'a également communiqué un sens de la rigueur dans le travail et la vie ; en particulier son sens de la communication utile et efficace ainsi que sa sérénité face à toute situation.

A José, je dis : " DZIEKUJE MOJ PRZYJACIELU ". José à toujours été présent durant les trois années de thèse tant sur le plan professionnel que personnel. José m'a particulièrement soutenu dans toutes les étapes de la thèse ; je note particulièrement les orientations scientifiques et le soutien expérimental.

En qualité d'Encadrant à l'ESPCI, je rajouterai bien Patrice Jenffer qui m'a particulièrement encadré dans la conception et la mise en place du dispositif expérimental, les choix des solutions techniques ainsi que des orientations techniques. Patrice fait partie tout comme moi des fans du pays de Marie Curie, de Jean Paul II, de Nicolas Copernic, de Frédéric Chopin, de Marie Walewska, ... A Patrice, je dis aussi " DZIEKUJE MOJ PRZYJACIELU ".

Dans cette lancée " ... ", je remercie également Stéphane Zaleski pour tous les conseils et enseignements en début de thèse. Au départ, Stéphane était Co-encadrant de la thèse, à la fin, il se retrouve Examinateur. " Les choses ne se passent pas toujours comme prévues ". J'en profite pour remercier tous ceux qui ont accepté d'être membre de mon jury de thèse : François C., Emmanuel D. L., Laurent D., Elin S., Patrick G. et Stéphane Z.

Enfin au PMMH, je remercie la "Polski team" (Adam, Sophie, ...) et je fais un clin d'oeil en parallèle à "Mel' MOJ ANIOLKU".

Je citerai également Fred, Olivier, Avin, Naïs, Tristan, Cathy, Hélène, Antonio, Nawell, Nicolas, Ramiro, Joachim, " D. Queré team ", "J. Bico team", "P. Petit-jeans team", Gilles Delon, Thomas Duriez, Olivier Dron, Rim Harich, ...

Avant de passer au Technocentre Renault de Guyancourt, Je dirais un Grand Merci à Christophe CLANET. Christophe m'a particulièrement soutenu dans la construction du " Pont ESPCI-Technocentre " en m'aidant à définir les principaux axes de la thèse. Les discussions scientifiques avec Christophe m'ont permis de m'approprier les commandes du navire et mener la flotte vers les objectifs définis.

Au Technocentre, je remercie tout d'abord Claude C., Alain L.D., François C. et Jean-Pascal R. de la DTAA. Une petite " * " à Alain et à François. Le premier pour son intérêt pour les sciences appliquées et son " sens du coaching ". Le second pour sa passion des techniques automobiles et son sens du " management optimal et efficace".

Dans le " groupe Aérodynamique et Mécanique des Fluides ", je tiens à remercier particulièrement ce Grand Artisan du Dialogue Industrie-Université en France en matière de Mécanique des Fluides (pour l'automobile), Monsieur GILLIERON

Patrick. Patrick m'a fait confiance pour la thèse et a donné une impulsion initiale à cette thèse avant de remettre le flambeau à Emmanuelle Andrès qui a encadré la thèse par la suite. Le destin (pour ceux qui y croient et les dieux pour d'autres) a voulu que Patrick soit en première ligne à l'apogée de la thèse en étant dans le Jury où il a représenté efficacement l'industrie lors de la soutenance.

Un Grand merci à Emmanuelle ANDRES qui m'a encadré du point de vue Renault. Emmanuelle m'a fait confiance pour la thèse et m'a aidé à faire mes premiers pas dans le monde industriel. Elle m'a aidé à mieux gérer les subtilités de la vie en entreprise et m'a encadré techniquement avec efficacité. Je note en particulier son impulsion dans la construction du " Pont Technocentre-ESPCI " et sa motivation dans le dialogue Industrie-Université : (PSA-RSA-AL + CD Adapco, ANSYS + FAST, ESPCI-PMMH, IMFT, LMM, IVK, ...).

Ensuite, Je Remercie Pierre B. et Marc L. avec qui j'ai préparé et réalisé les campagnes d'essais à l' IAT. Merci pour tout ces hauts et bas partagés qui font tous le charme des " manips " (soufflerie inondée, et teintée en bleu, plaques de verre brisées, feuilles électroluminescentes endommagées, photos de " manips écrasées ", "Fiction plane à fond la caisse", les déjeuners à la cafeteria, le café en S10, la fête (ou presque) les derniers jours de campagnes ...). A ces deux membres du groupe au Technocentre, je joins l'équipe technique de l' IAT (en particulier Christophe, Clotilde et Fabrice) avec qui nous avons partagé ces hauts et bas en soufflant dans la Flûte de pan.

Je dis *Merci pour tout* à HENRI, MARION, CORINNE. Avec eux, la vie était plus ensoleillée au TCR. Je rajoute à ces trois personnes, Michelle G., Franck T., Anne P., Simon-Serge S. et Annika G.

Enfin, je citerai Emmanuel, Elisabeth, Quentin, Yann, Cedric, Benjamin, Joseph, Bruno, Julien, les demoiselles de la Moskowa, Slava, Vianey, Gérard, Fernanda, Philippe, Estelle, Jean-Gui, Eric D., Eric. Je n'oublie pas le groupe des Doctorants Renault.

Pour finir avec la ville lumière, je ne manquerai pas de remercier à la Maison des Provinces de France (CIUP) mon ami Eduard Martin et la directrice de la résidence Claire Camy-Peyret pour sa sympathie et sa compréhension. Je cite

également Chloé et Justine D. P , Nicaise, Guillaume, Daniel, Gabriel (ainsi que Greg et Isa), le rez-de-chaussée et le premier étage 2007, 2008 et 2009 et bien d'autres.

Je cite également Thaddée N. et Malvina N., Lucie V. et Laura V., Lynda P., Christine M., Jean N. ; Edmond, Franc puis Gilles et Franc Lamero. . .

Clin d'oeil à mon amie Marion Antier, à St Pierre de Montrouge à St Luc du Tib's Lake et à Aldric, Elisée, Capucine, Aurélie et Erwanne.

A Toulouse, je remercie particulièrement Stéphane Colin, Jean-Chills A. , Olivier K. , Sylvain B., Elliot B. ; Thierry, Olivier C. tous à l' INSA. A L'IMFT, je citerai Thierry Poinot et Nicolas Guezennec puis Magalie C., Olivier S., Gerard C. Moïse M., Arthur K. et . . .

Pour finir je remercie ma famille au Cameroun en Particulier mes parents M. & Mme Nji Temgbait Njitain Emmanuelle et Lafortune ; Mon oncle Nji Ndam Njitoyap Claude et ma Tante Ndam Geneviève.

Puis mes frères et sœurs Mireille, Sandrine, Kennedy, Annick et Armel.

" Mon Dieu ça ne fini pas ces remerciements !

Je m'arrête là en remerciant en particulier les hommes et femmes qui croient. Peu importe en quoi ils croient, qu'ils continuent à y croire car c'est déjà ça la première étape vers tout objectif. "

Table des matières

Nomenclature	1
Introduction générale	3
Partie 1 : FILMS LIQUIDES	7
I Généralités sur les écoulements de films liquides	9
1 Films liquides d'un point de vue aérodynamique automobile	9
1.1 Exemple de l'écoulement du film liquide sur le pare-brise et la vitre latérale	12
1.1.1 Interaction écoulement d'air / film liquide	12
1.1.2 Interaction géométrie du montant de baie / film liquide	13
1.1.3 Interaction rétroviseur / film liquide	13
1.2 Du problème industriel au problème académique	14
2 Films liquides en écoulement gaz-liquide	19
3 Approche physique des écoulements gaz-liquide	20
3.1 Dynamique du film liquide : modèle à un fluide	20
3.2 Dynamique du film liquide : modèle à deux fluides	22
3.2.1 Traitement des interfaces	24
3.2.2 Arrachement et déposition de gouttes	28

Références Bibliographiques : B.1	33
II Ecoulement de films liquides par gravité	35
1 Dispositif expérimental et technique de mesure	37
1.1 Dispositif expérimental	37
1.2 Technique de mesure	39
2 Analyse quantitative	40
2.1 Observations	40
2.2 Régime d'écoulement et ondes	42
3 Analyse quantitative	47
3.1 Ecoulement moyen	47
3.2 Dynamique des ondes	48
Références Bibliographiques : B.2	55
III Films liquides en gravité et cisaillement	57
1 Film liquide entraîné sur une plaque horizontale.	58
1.1 Observations et analyse de l'écoulement	60
1.2 Analyse de l'écoulement moyen	61
2 Film liquide en contre courant aérien	67
2.1 Observations	67
2.2 Seuil d'équilibre gravité/cisaillement aéraulique	69
2.3 Epaisseur de film et ondes de surface	74
Références Bibliographiques : B.3	79
Partie 2 : GOUTTES SOUFFLÉES	81
IV Du film liquide aux gouttes, flaques et ruisselets	83
1 Notions de mouillage (et de démouillage)	85
1.1 Tension de surface et mouillage	85
1.1.1 Définition	85
1.1.2 Mouillage et mouillabilité	85
1.2 Mouillage partiel et démouillage	86
1.2.1 Loi de Young	86

1.2.2	Épaisseur d'une goutte posée	88
1.2.3	Démouillage	89
2	Dynamique des films liquides et mouillage	92
2.1	Films liquides sous l'effet de la gravité	92
2.2	Film liquide sous l'effet du cisaillement d'air : démouillage	94
Références bibliographiques : B.4		99
V Gouttes en gravité et cisaillement		101
1	Dispositif Expérimental	106
1.1	Le montage	106
1.2	Les liquides et les substrats	107
2	Analyse de la dynamique de la goutte	108
2.1	Analyse dimensionnelle	109
2.2	Analyse expérimentale	110
2.3	Coefficient de traînée C_x de la goutte	114
2.3.1	Gouttes soufflées en configuration verticale	114
2.3.2	Estimation du C_x de la goutte	115
2.4	Caractérisation de la dynamique de la goutte	119
2.5	Ecoulement à l'intérieur de la goutte	122
2.6	Déformation et taille de la goutte	127
3	Vers la dynamique d'un champ de gouttes	129
3.1	Interaction entre deux gouttes soumises au vent	130
Références bibliographiques : B.5		137
Conclusion générale et perspectives		141
Annexe		145
1	Quelques détails sur l'écoulement aéraulique	145
1.1	Soufflerie Flûte de Pan	145
1.2	La Soufflerie du PMMH à l' ESPCI	149
2	Quelques graphes spatio-temporels de dynamique des gouttes et films liquides	151

2.1	Les Gouttes Soufflées : Interaction entre gouttes.	151
2.2	Les Films Liquides.	157
3	Film liquide en cisaillement à 0° d'inclinaison	162

Nomenclature

q_o	débit liquide injecté
q	débit liquide linéique
U_G	vitesse d'air (de gaz)
$U_{G,C}$	Vitesse de gaz critique (seuil d'équilibre)
α	inclinaison de la plaque
u_L	vitesse moyenne du liquide (film ou goutte)
u_d	vitesse de démouillage
L_p	longueur de la plaque
$\vec{u}(u, v, w)$	vitesse du liquide dans le repère (x, y, z)
l_p	largeur de la plaque
l_c	longueur capillaire
δ	épaisseur de couche limite
h	épaisseur du film liquide
γ	tension de surface du liquide
h_{avg}	épaisseur moyenne du film liquide
μ_L	viscosité dynamique du liquide
C	vitesse des ondes
ν_L	viscosité cinématique du liquide
ν_{u_G}	viscosité cinématique de l'air (gaz)
Ω	volume de goutte
θ_E	angle de contact à l'équilibre
θ_A et θ_R	angles de contact d'avancée et de reculée

Tableau 1 – Principales grandeurs utilisées. *Les autres grandeurs sont définies dans le texte.*

Re_L	nombre de Reynolds (inertie/viscosité) liquide
Re_G	nombre de Reynolds (inertie/viscosité) gaz
Re_{gutte}	nombre de Reynolds de gaz relatif à la goutte
$Re_{L,C}$	nombre de Reynolds critique d'initiation des ondes (dépend de α)
Ka	nombre de Kapitza (propriétés du liquide : capillarité et viscosité)
Oh	nombre d'Ohnesorge (propriétés du liquide : capillarité et viscosité)
We	nombre de Weber (inertie/capillarité)
Bo	nombre de Bond (gravité/capillarité)
Ca	nombre Capillaire (capillarité/viscosité)
$Fr_{G,L}$	nombre de Froude modifié (gaz-liquide : inertie due au gaz/gravité)

Tableau 2 – Principaux nombres sans dimension utilisés. *Les grandeurs sans dimension d'ordre secondaire sont définies dans le texte.*

Introduction générale

Le gouttes et films liquides nous environnent. Depuis des siècles, l'être humain a toujours cherché à comprendre son environnement afin de le contrôler au mieux ou de s'y accommoder : Certaines plantes vertes ont des feuilles texturées de manière à évacuer facilement les gouttes d'eau de pluie ce qui permet en partie à la feuille de s'auto-nettoyer (ex. feuille de lotus)¹. Ainsi, les pesticides utilisés dans l'agriculture (pour protéger les cultures des insectes) sont synthétisés de manière à tenir compte de cet effet d'hydrophobie afin de mieux étaler le liquide sur les feuilles. Ceci permet de réduire la quantité de produit chimique perdu qui pollue les sols et les rivières. De même, les ailes d'avions sont recouvertes d'un film liquide antigivrant afin d'éviter la solidification du film d'eau condensé à haute altitude. Ceci empêche un éventuel décollement de l'écoulement dû au givrage.

La question du comportement et de la dynamique des gouttes et films liquides représente une problématique fondamentale en physique du liquide dont la compréhension et la maîtrise aideraient bien différents secteurs industriels dans certains de ses problèmes d'ingénierie. En particulier, l'industrie automobile dans un souci de garantir les conditions de visibilité optimales en temps de pluie, s'intéresse aux questions de gouttes et films liquides en aérodynamique automobile. La complexité des phénomènes intervenant dans ce type d'écoulement gaz-liquide ainsi que l'ir-

1. L'exemple la feuille de lotus est le plus connu car celle-ci présente une propriété de super-hydrophobie remarquable : les liquides (tels que l'eau) ne sont pas en contact direct avec la surface de la feuille, ils glissent sur une rugosité nanométrique uniformément distribuée ("Splendeur et misère de l'effet lotus", Thèse Paris VI 2007 ; M. Reissat).

régularité des formes automobiles, ne facilite pas le contrôle de ces écoulements.

Dans l'industrie pétrochimique, le transport des hydrocarbures, fait intervenir des situations d'écoulement gaz-liquide en conduites cylindriques. Dans ce type d'écoulement, tout comme dans les systèmes d'échange thermique, l'intérêt est en partie de séparer le liquide du gaz. Cependant, suivant les conditions de débit de gaz et de liquide, il est courant d'observer des phénomènes d'entraînement de gouttes liquide par le gaz créant une phase dispersée dans l'écoulement.

L'industries aéronautique (aviation) et celle du génie des procédés furent les premiers secteurs industriels à s'intéresser aux films liquides ruisselants et cisailés. De nos jours, l'intérêt pour les écoulements de films liquides dépasse largement le cadre original de l'aéronautique et du génie des procédés.

– Motivations

Outre la compréhension des phénomènes physiques, le but de ce travail sur la dynamique des gouttes et films liquides est de contribuer expérimentalement au développement d'outils numériques permettant de faciliter les études paramétriques en ingénierie. En effet, afin de réduire les essais coûteux et contraignants en soufflerie climatique, le service d'ingénierie du groupe Renault ainsi que ses collaborateurs travaillent sur le développement d'un modèle de film liquide. La phase terminale de ce projet passera par une validation des outils développés par des résultats de mesures expérimentales ; d'où l'intérêt de constituer une base de données expérimentales afin de valider ou de proposer des améliorations dans les modèles des codes de simulation numérique utilisés.

Il se trouve que dans les principaux codes commerciaux de simulation numérique en mécanique des fluides, les phénomènes liés au mouillage sont mal (ou pas du tout) pris en compte. Cependant, les écoulements de films liquides en général ne sauraient être traités (en particulier pour des applications automobiles) sans prendre en compte les conditions stabilité du film vis à vis du mouillage et des phénomènes associés. Ceci suppose alors la prise en compte des situations d'écoulements de liquide en présence de lignes de contact : les gouttes par exemple.

Bien que de nombreux travaux aient été réalisés auparavant en écoulement de film liquide, quelques points restent encore intéressants à explorer ; en particulier lorsque deux effets antagonistes agissent simultanément sur le film liquide (gravité

et cisaillement). En revanche, le problème de la dynamique des gouttes s'avère être encore moins exploré de nos jours notamment lorsque le mouvement de la goutte est dû à un cisaillement d'air ("gouttes soufflées"). Ce problème fait intervenir la dynamique de la ligne de contact dont la description théorique est encore controversée dans la communauté scientifique du fait de la variété des modèles proposant une description du phénomène.

Ainsi, du fait des surfaces différentes (verre, carrosserie, plastique, ...) et de leurs états (propre, sale); les questions de films liquides en aérodynamique automobile sont étroitement liées à celles des gouttes, flaques et ruisselets.

– Plan de l'étude

Comme nous venons de l'énoncer, le travail expérimental que nous amorçons se doit de tenir compte de deux aspects du problème : d'une part le films liquides, et d'autre part les gouttes (liquides) qui font appel aux problèmes liés au mouillage.

Ainsi, dans une première partie de l'étude, nous abordons les films liquides en commençant par une présentation générale du problème d'un point de vue aérodynamique automobile, et d'un point de vue académique. Ensuite, sur une géométrie simple, nous nous intéressons au ruissellement d'un film liquide par gravité, ce qui nous permet de valider la technique de mesure mise en place. Puis nous nous lançons dans l'étude du film liquide sous l'effet simultané de la gravité et du cisaillement.

Dans la seconde partie de l'étude, nous nous intéressons à la stabilité d'un film liquide par rapport au mouillage, ainsi qu'à l'impact du cisaillement sur cet aspect. Ensuite, nous étudions la dynamique d'une goutte liquide sous différentes conditions de gravité et de cisaillement en nous attardant sur les différents régimes d'écoulement de la goutte. Enfin, nous introduisons de nouvelles questions dans le problème de la goutte en nous intéressant à l'interaction entre gouttes dans un champ de gouttelettes en mouvement.

En annexe, nous présentons quelques détails sur les conditions d'essais en soufflerie ainsi que quelques diagrammes spatio-temporels montrant la dynamique des gouttes et films liquides.

Partie 1 : FILMS LIQUIDES

Chapitre I

Généralités sur les écoulements de films liquides

Introduction

Les films liquides nous environnent : lors d'une grosse averse, les gouttes de pluie atteignant notre toiture coalescent et forment un *film liquide*. Ce film peut être drainé le long de la pente du toit sous *l'effet de la gravité*. Si l'averse est vraiment forte, des vagues centimétriques apparaissent à la surface de la pellicule d'eau. S'il s'agit d'une tempête, le dieu Eole vient également chahuter le film en exerçant une *contrainte aérodynamique* sur le film. De telles situations sont très importantes dans le contexte industriel : véhicule roulant par temps de pluie, écoulements multiphasiques en conduites...

D'un point de vue théorique, il s'agit de problèmes d'instabilité assez complexes mettant en jeu non seulement des interfaces liquide-gaz mais aussi solide-liquide, en particulier lorsqu'on a à faire à un film liquide où les effets de mouillage sont non négligeables.

Dans ce chapitre, nous présentons les principales avancées sur la question du film liquide cisailé ainsi que l'orientation et l'intérêt particulier de l'industrie automobile pour cette problématique. Nous nous attarderons sur les principaux phénomènes mis en évidence dans la littérature après avoir exploré l'approche industrielle de la question afin de définir une marche à suivre dans notre étude.

1 Films liquides d'un point de vue aérodynamique automobile

Du point de vue de l'aérodynamique automobile, l'ingénieur a besoin de mieux comprendre la dynamique du film liquide afin de prévoir sa propagation et son évacuation de manière optimale. En effet, comme le montre la figure I.1, lors d'une utilisation de véhicule par temps de pluie, plusieurs situations nécessitant une bonne gestion du film d'eau de pluie se présentent.

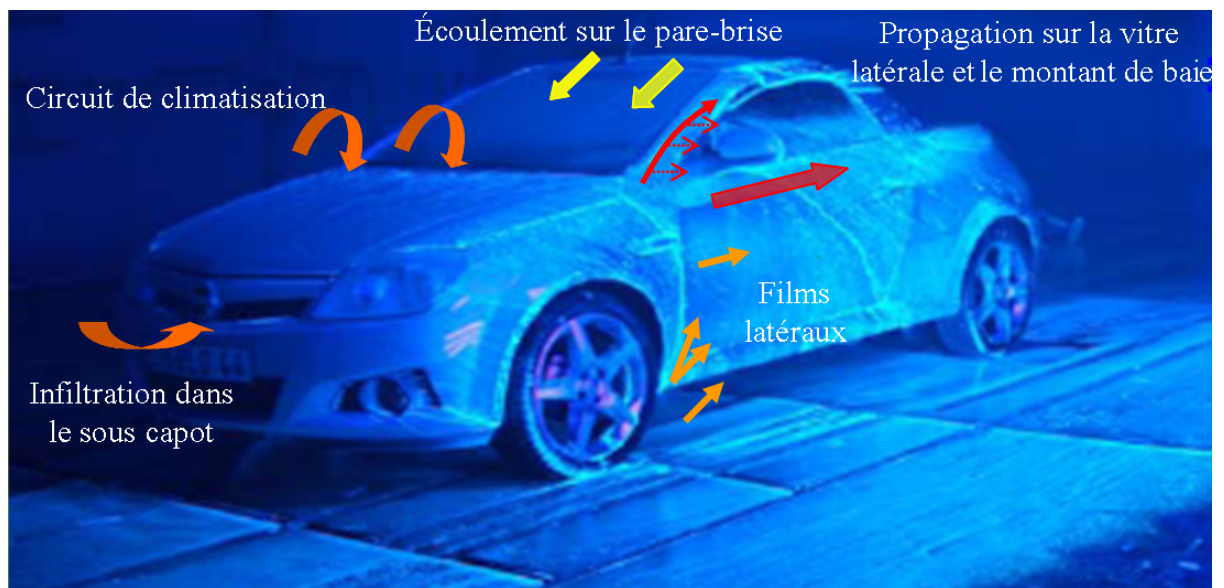


Figure I.1 – Essai Renault en soufflerie climatique : simulation de conduite véhicule par temps de pluie.

En priorité, le film d'eau ruisselant par gravité sur le pare-brise doit impérativement être évacué pour garantir un champ de vision avant du conducteur. Ceci est assuré d'une manière relativement efficace (en fonction de l'intensité de pluie) par les essuie-glaces. Le liquide est guidé par les essuie-glaces vers le montant de baie et sur la vitre latérale du conducteur. La vitre latérale n'ayant pas d'essuie-glace, le film liquide qui s'y propage distord la rétro-vision et la vision latérale (figures I.2(a) et I.2(b)). Cette gêne est pour le conducteur d'autant plus amplifiée si l'épaisseur du film liquide est importante ou si des gouttes ou des flaques d'eau restent accrochées sur le rétroviseur. Par ailleurs, le liquide qui se propage

sur le montant de baie se loge dans certains cas dans les zones de raccords entre la portière et le toit de l'habitacle. L'eau ainsi accumulée s'évacue parfois brutalement à l'ouverture de la portière.



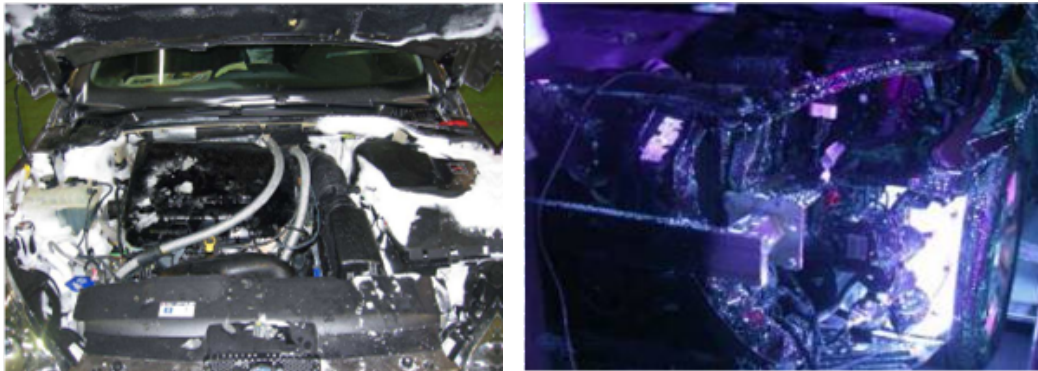
(a) : Écoulement sur vitre latérale : pluie battante, essuie-glace activé au battement maximum.
(b) : Écoulement sur vitre latérale : pluie fine (salissures), le liquide est teinté pour la mesure d'épaisseur de film.

Figure I.2 – Essai en soufflerie climatique : gêne à la rétro-vision et à la vision latérale.

Le second enjeu important dans l'évacuation des films d'eau de pluie est la gestion de l'eau qui s'infiltre dans le sous-capot et passe au travers du circuit de climatisation. En effet, la géométrie du sous-capot étant assez complexe, le liquide s'accumule dans la "boîte à eau" et est en général soumis au flux d'air du circuit de climatisation entraînant ainsi de l'arrachement de gouttes.

En plus des projections de gouttes d'eau, le liquide qui s'infiltre et se propage se trouve dans une zone assez sensible où sont logés différents équipements électriques et électroniques qui ont besoin d'être à l'abri de l'humidité (figures I.3(a) et I.3(b)). Ceci est d'autant plus important à gérer du fait de la convergence des constructeurs automobiles vers le véhicule électrique. En effet, bien que l'enjeu du véhicule électrique soit l'autonomie des batteries, sa fiabilité en fonctionnement sera extrêmement liée à la protection des ses différents équipements vis à vis de l'humidité et de l'eau.

En outre, il faudrait ajouter à ces deux principales situations les écoulements internes dans le véhicule : récupération de l'huile dans le décanteur, films de carburants dans les chambres de combustion. Dans ces dernières applications, le film liquide est soumis en plus à un flux thermique. Du fait de leurs ordres de priorité,



(a) : Aspersion d'eau dans le sous-capot : (b) : Propagation d'eau vers le col d'entrée pluie battante et puis chute de température d'air moteur lors du passage d'un gué. en hiver.

Figure I.3 – Observation en situations réelles en conditions extrêmes d'humidité (Essais Renault). En (b), nous avons une vue intérieure du sous-capot du coté de la roue avant.

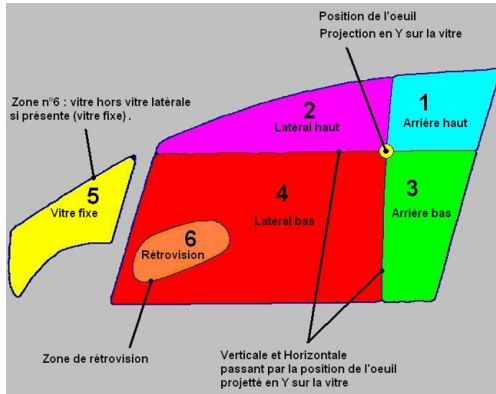
nous nous attarderons principalement aux applications externes des films liquides.

1.1 Exemple de l'écoulement du film liquide sur le pare-brise et la vitre latérale

Dans cette partie, nous présentons les différentes influences qui rendent l'écoulement du film liquide assez complexe à gérer. D'une manière assez concrète, nous illustrons les différentes interactions et les effets associés par des images.

L'écoulement de film liquide issu du pare-brise qui retombe sur le montant de baie peut se propager différemment sur la vitre latérale en fonction de la géométrie du véhicule, de la vitesse d'air et de la mouillabilité des surfaces. Dans les études paramétriques d'ingénierie, la vitre latérale est subdivisée en plusieurs zones afin de définir les zones de visions prioritaires pour le conducteur puisqu'il est quasi impossible d'avoir une vitre sèche en temps de pluie. Trois axes sont ainsi définis ; l'axe x suivant la direction longitudinale du véhicule, l'axe y suivant la direction transversale et l'axe z , verticale passant par l'œil du conducteur. La projection en y de l'œil du conducteur sur la vitre matérialise le point d'œil O à partir duquel on définit les zones 1-4 comme le montre la figure I.4(a). La zone 6 de rétro-vision est définie par projection du champ oculaire du rétro-viseur sur la vitre latérale. La zone 5 ne figure pas d'une manière générale sur tous les véhicules. Suivant les

contraintes de visibilité optimale, la classification des zones en terme de priorité pour la réduction de l'épaisseur du liquide est : zone 6, zone 4, puis zone 3. Les zones 1 et 2 sont en général peu affectées comme nous pouvons le voir en figure I.4(b) et sont donc de seconde priorité.



(a) : Zones de visions.



(b) : Structure de l'écoulement latéral.

Figure I.4 – Vitre latérale : Définition des différentes zones de vision du conducteur (Essais Renault).

1.1.1 Interaction écoulement d'air / film liquide

L'influence de l'écoulement d'air sur la dynamique du film liquide est évidente, d'autant plus que le liquide est en partie entraîné par l'air. D'autre part, en fonction de la gorge du pare-brise et du montant de baie, il est important de savoir suivant quelles conditions (vitesse d'air et intensité de pluie) le liquide se propage sur la vitre latérale par débordement et entraînement.

L'écoulement de l'air au dessus du pare-brise est particulièrement complexe comme l'illustre les figures I.5(a) et I.5(b), le contournement de l'habitacle par l'air provoque, de chaque côté, un décollement avec les cols C2 et C3 et les lignes de séparation (S2) et (S3). Ces lignes s'enroulent autour des foyers F1 et F2, traces de tourbillons trombe suivant les montants latéraux (montant de baie) du pare-brise, puis le bord de l'habitacle. (F2, C3 et S3 sont symétriques par rapport à la coupe en figures I.5(a) et I.5(b)). Cette répartition pariétale de l'écoulement d'air induit une répartition équivalente du film liquide. On peut remarquer l'effet

des tourbillons latéraux de l'habitacle et du montant de baie (matérialisés par les séparatrices d'attachements A3 et A1) sur l'écoulement du film liquide sur la vitre latérale (figure I.5(c)). La présence des tourbillons de montant de baie et de pare-brise ici favorise le regroupement des propagations latérales. Du point de vue de la canalisation du film liquide ceci serait intéressant, mais du point de vue de la réduction de traînée aérodynamique, la destruction des tourbillons est plutôt recommandée.

1.1.2 Interaction géométrie du montant de baie / film liquide

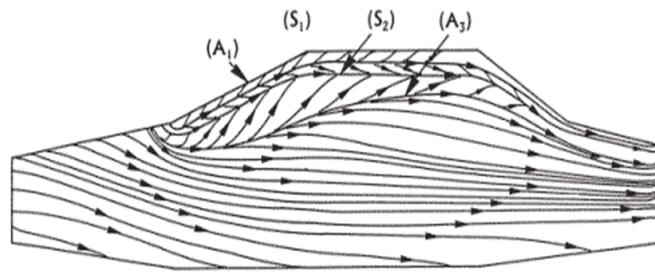
Comme présenté plus haut, l'eau évacuée du pare-brise a tendance à déborder de la gorge du montant de baie avant de se propager vers le toit du véhicule. Une solution simple pour gérer ce problème serait de rembourrer la gorge ce qui entraînerait tout le liquide directement vers le toit.

Cependant, des expériences réalisées en soufflerie climatique montrent que la suppression de la gorge de montant de baie amplifie le débordement de liquide sur la vitre latérale nuisant ainsi fortement à la visibilité du conducteur.

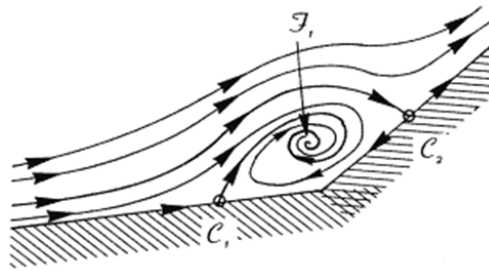
1.1.3 Interaction rétroviseur / film liquide

La forme du rétroviseur ainsi que son montage sur la portière influent sur la propagation du film liquide. L'exemple simple est celui du rétroviseur dit convergent vers la vitre car celui-ci est monté de manière à faire face à la vitre latérale (figure I.7(a)). En effet, selon que l'angle formé par le rétroviseur et la vitre latérale est convergent ou divergent, la propagation du film liquide n'est pas la même (figures I.7(b) et I.7(c)). De même, la position et le montage du rétroviseur doit tenir compte de l'angle des tourbillons latéraux qui contribuent à concentrer le film liquide suivant des trajectoires préférentielles.

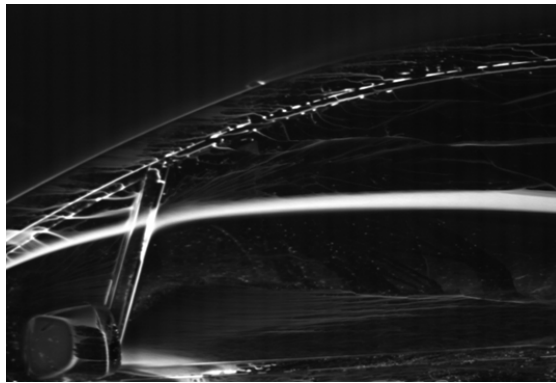
Au delà de ces effets hydrodynamiques complexes, il faudrait rajouter l'influence de la mouillabilité de la surface par le liquide. Le problème est d'autant plus ardu que les propriétés de mouillage évoluent au cours de la vie du véhicule : des gouttes d'eau de pluie glissent aisément sur une carrosserie flambant neuve mais restent accrochées sur la même carrosserie poussiéreuse. Cependant, nous ne considérons dans un premier temps que la configuration idéale où les surfaces sont



(a) : Spectre pariétal



(b) : Décollement de pare-brise.



(c) : Effet sur le film liquide

Figure I.5 – Influence de l'écoulement d'air sur les propagations liquides (Essais Renault).
(b) représente un agrandissement sur le décollement de l'écoulement d'air au niveau de la jonction capot / pare-brise [9, 12, 24].

parfaitement mouillées. La situation de mouillage partiel est introduite au chapitre 4.

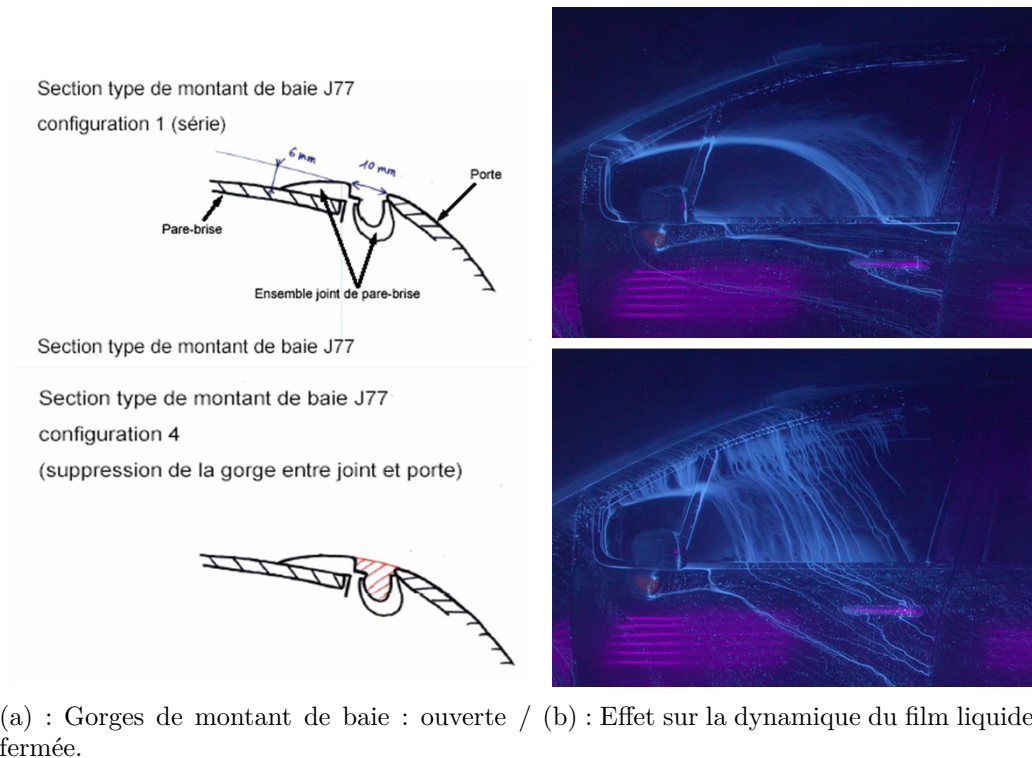


Figure I.6 – Influence du montant de baie sur les propagations liquides (Essais Renault)

1.2 Du problème industriel au problème académique

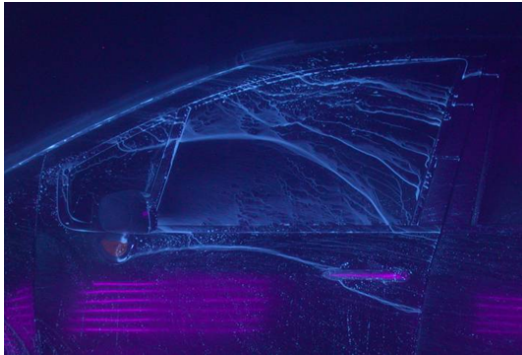
Avant de faire une transposition du problème industriel à un problème académique, il est important de rappeler que l'intérêt pour l'ingénieur automobile est de prévoir les propagations du film liquide ainsi que son épaisseur et sa vitesse de propagation. Les conditions de franchissement d'obstacles par le film liquide (débordement) y compris les phénomènes d'entraînement et les différentes interactions entre l'écoulement d'air, le débit liquide et la surface seront également intéressants à éclaircir d'un point de vue automobile. Le but final est de développer un outil numérique qui permettrait de réduire le nombre d'essais en soufflerie.

L'atteinte de cet objectif passe par une validation expérimentale des codes de simulation numériques, mais en premier, par une compréhension des phénomènes expérimentaux.

D'une manière succincte, le problème posé fait intervenir conjointement :



(a) : Le rétroviseur est dit convergent vers la vitre.



(b) : Rétroviseur en configuration convergente. (c) : Rétroviseur en configuration divergente.

Figure I.7 – Influence du type de rétroviseur sur les propagations liquides (Essais Renault)

- **l'effet de la gravité**, qui induit l'écoulement du liquide autour de l'habitacle du véhicule à l'arrêt, les ruissellements et infiltrations dans le sous-capot ainsi que les situations de nettoyage des surfaces vitrées (phare, lunette arrière, ...);
- **l'effet du cisaillement d'air**, qui peut être en contre-courant à l'écoulement du film liquide par gravité sur le pare-brise ou en co-courant à l'écoulement du film par entraînement sur la vitre latérale;
- **l'effet du mouillage**, qui contrôle la nature (film, méandre ou gouttes) de l'écoulement en fonction des deux premiers effets et ainsi que du type de

substrat (vitre, tôle ou plastique).

Ceci nous amène à concevoir une géométrie simple (figure I.8) que nous introduirons dans la veine d'une soufflerie. Le liquide y sera injecté par une fente, la gravité sera contrôlée par l'inclinaison de la plaque de verre ($60\text{ mm} \times 300\text{ mm}$). La plaque sera traitée de manière à être soit hydrophobe soit hydrophile. Le montage expérimental est présenté au chapitre suivant.

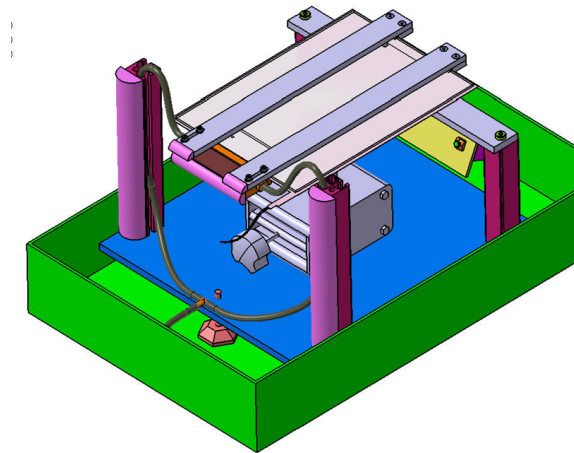


Figure I.8 – Simplification de la géométrie en une géométrie académique.

Afin d'estimer les ordres de grandeurs de débit liquide, vitesse et épaisseur de film liquide dans les conditions réelles de pluies battantes, nous avons suivi des essais d'étanchéité véhicule en soufflerie climatique (Soufflerie Jules Verne) au Centre Scientifique et Technique du Bâtiment (CSTB) de Nantes. Ces essais consistent à s'assurer de l'étanchéité du véhicule dans les conditions extrêmes de pluies battantes (pluies tropicales) d'une part et d'étudier la visibilité du conducteur à travers la vitre latérale en condition de salissures et de pluie d'autre part. Les salissures désignent ici les fines gouttelettes d'eau (sales en général) issues de la chaussée et générées par le véhicule précédent. Ce phénomène est particulièrement remarquable si le véhicule précédent est un poids lourd !

Le procédé de transposition des conditions réelles de roulage par temps de pluie aux essais en soufflerie climatique à échelle 1 est décrit par la figure I.9 ci-dessous.

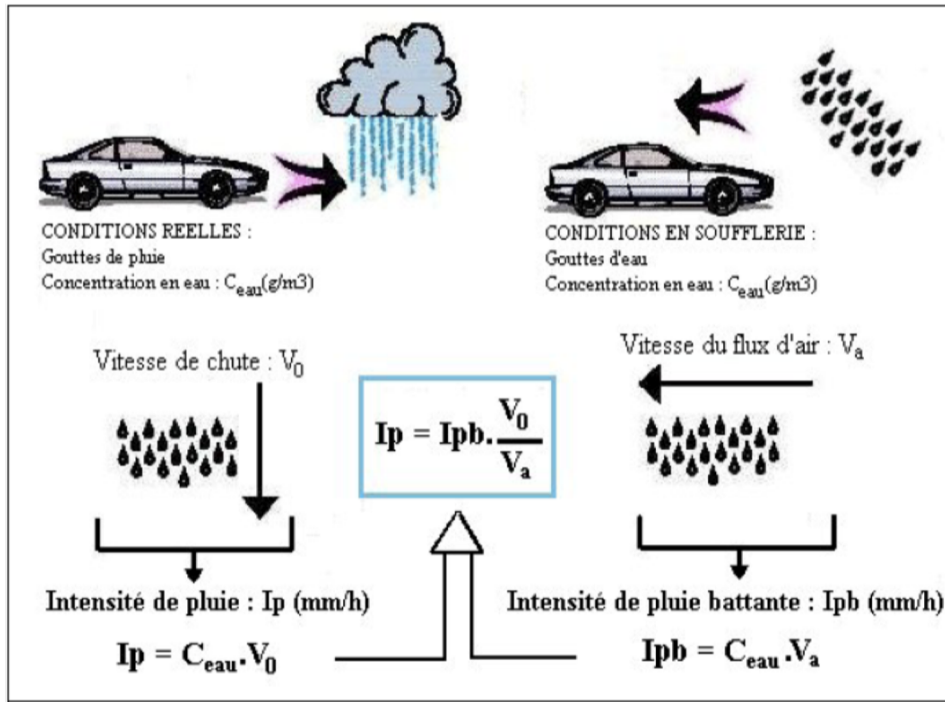


Figure I.9 – Transposition de l'intensité de pluie (Conditions réelles-soufflerie climatique) ;
Protocole d'essais CSTB, Oct. 2006 .

La vitesse de l'air reproduit le mouvement du véhicule sur la route. Les conditions de pluie à reproduire en soufflerie doivent correspondre à une intensité moyenne I_p exprimée en millimètre d'eau par heure ($mm.h^{-1}$). La transposition de ces conditions réelles (V_0 , I_p) à celles reproduites (en soufflerie) est basée sur la mesure de l'intensité de la pluie reçue par le véhicule en mouvement I_{pb} ($mm.h^{-1}$). Cette intensité s'exprime par la relation :

$$I_{bp} = V_a \cdot C_e \quad (I.1)$$

où V_a est la vitesse de déplacement du véhicule et C_e est la concentration volumique en eau de l'écoulement. En terme d'unités, si on exprime V_a en $m.h^{-1}$ et C_e en $g.m^{-3}$, on obtient I_{pb} en $g.m^{-2}.h^{-1}$. Les " $g.m^{-2}.h^{-1}$ " sont équivalents à une hauteur d'eau exprimée en mm d'eau.

D'après cette transposition, il en ressort que pour les essais de salissures, il tombe au maximum 700 litres d'eau par heure sur le pare-brise et qu'en pluie

dynamique, le pare-brise reçoit au maximum 2200 l/min . En tenant compte de l'ordre de grandeur de la surface d'un pare-brise de véhicule particulier ($1.73 \text{ m} \times 0.7 \text{ m}$), ce débit est ramené à un débit linéique puis dimensionné de manière homothétique à la largeur de notre plaque de verre (60 mm). Ceci nous donne des débits liquides maxima de l'ordre de 0.4 l.min^{-1} et 1.35 l.min^{-1} sur la plaque de verre de 60 mm de large.

En supposant que les essuie-glaces du pare-brise répartissent ces débits en deux parties égales sur les vitres latérales, cela donne environ 0.2 l.min^{-1} et 0.675 l.min^{-1} sur la plaque modèle pour les vitres latérales.

En ce qui concerne les vitesses de vent, les essais sont réalisés à des vitesses allant de 0 à 130 km.h^{-1} soit au maximum 40 m.s^{-1} .

Nous devons ensuite tenir compte de l'inclinaison du pare-brise qui est de l'ordre de 30° .

L'ensemble de ces éléments nous permet donc d'envisager les plages de variations suivantes pour notre géométrie simplifiée :

Inclinaison α de la plaque	Vitesse U_G d'air	Débit q_o de la pompe
0 - 30°	0 - 40 m.s^{-1}	0.1 - 1 l.min^{-1}

Tableau I.1 – Plage de variation des grandeurs expérimentales relatives à la géométrie simplifiée

À présent que nous nous sommes appropriés la problématique industrielle (automobile), explorons l'approche de modélisation théorique utilisée dans les codes de simulation pour les écoulements de film liquide. Nous présenterons ainsi les phénomènes physiques rencontrés dans de tels écoulements gaz-liquide et leurs modélisations dans les codes commerciaux usuels.

2 Films liquides en écoulement gaz-liquide

D'un point de vue académique, nous désignons par film liquide toute couche liquide d'épaisseur h , étalée sur une longueur L suffisamment importante par rapport à l'épaisseur telle que $\frac{h}{L} \ll 1$. Cette définition des films liquides conduit à une hypothèse simplificatrice des équations de Navier-Stokes : La composante de

la vitesse dans le sens de l'épaisseur est négligée par rapport à celle dans le sens de la longueur du fait de la loi de conservation de la masse du liquide. Couramment appelé hypothèse de Lubrification (O.Reynolds 1886 [25]) du fait de son application dans les films liquides dans les systèmes tribologiques, cette hypothèse peut se traduire autrement selon l'écoulement étudié. C'est ainsi que dans les écoulements de films liquides à interface ondulée, on parle d'hypothèse de grandes longueurs d'ondes où on considère l'épaisseur du film liquide très faible par rapport à la longueur des ondes. Ceci restreint l'hypothèse de lubrification¹ à une approximation de couche mince pour des écoulements à nombre de Reynolds relativement grand.

En effet, du fait des nombreuses applications des films liquides dans l'industrie, l'étude des films liquides est abordée sous différents aspects. L'une des applications les plus répandues est celle du transport des hydrocarbures en conduite cylindrique où la coexistence des écoulements gaz et liquide sous différentes conditions impose une classification de l'écoulement gaz-liquide généré. En fonction de l'importance du débit liquide et du débit d'air, on distingue dans un écoulement gaz-liquide une ou plusieurs phases liquides (liquides non miscibles), une phase gazeuse et/ou une phase dispersée. La phase dispersée apparaît lorsque la différence de vitesse entre le gaz et le liquide est assez importante pour qu'il y ait arrachement de liquide par le gaz. En revanche, on observe en général la formation de rides (vagues) de longueur d'onde relativement importante et de faible amplitude [20]. Remarquons que même dans le cas d'un film soumis uniquement à la gravité, l'écoulement peut s'avérer instable et conduire à une distorsion de l'interface liquide gaz sous forme d'onde de surface. Ce sont ces petites vagues que l'on observe sur un ruisseau dévalant un caniveau. Lorsqu'on y ajoute l'effet d'un écoulement aéraulique, on peut les classer en trois principaux groupes comme illustré en figure I.10 : écoulement stratifiés lisses ("stratified"), écoulements stratifiés ondulés ("stratified wavy"), écoulements dispersés ("dispersed").

Dans un objectif de contribution à la modélisation des écoulements de films liquides en aérodynamique automobile, différents aspects de la modélisation des films liquides sont explorés dans les paragraphes suivants. Les différents phéno-

1. L'hypothèse de lubrification de Reynolds proprement dite suppose un nombre de Reynolds assez faible (de l'ordre de 1) un film liquide mince et une quasi-invariance de l'épaisseur du film liquide suivant ses directions longitudinale et transversale.

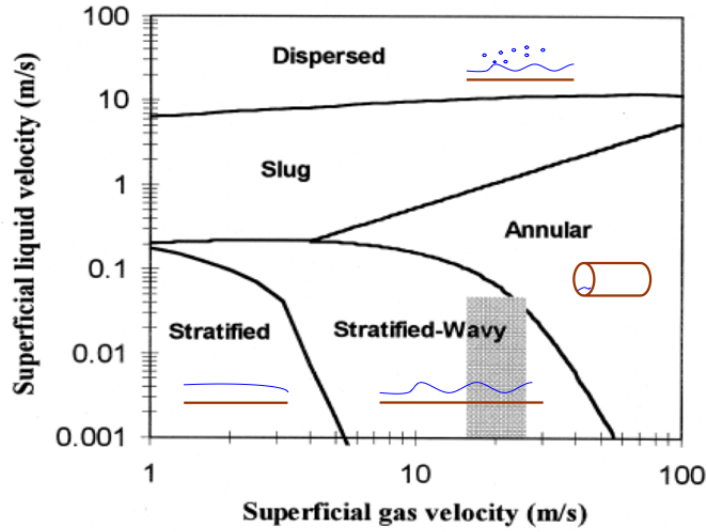


Figure I.10 – Classification des écoulements « eau-air » : On a principalement les écoulements stratifiés lisses, stratifiés ondulés et les écoulements dispersés; Badie et al 2000 [5]

mènes physiques intervenant dans les écoulements gaz-liquides ainsi que leurs approches théoriques et expérimentales sont donc présentés.

3 Approche physique des écoulements gaz-liquide

3.1 Dynamique du film liquide : modèle à un fluide

L'aspect modélisation physique du film liquide a été abordé par A.Oron et al. (1997) [22] qui se place dans la limite des grandes longueurs d'onde ("long-wave-theory") pour définir la variation spatio-temporelle de l'épaisseur h d'un film liquide s'écoulant le long d'un plan d'inclinaison α quelconque. Dans cette approche, Oron et al. se focalisent sur le film liquide et aux distorsions de l'interface qui créent des ondes à la surface du liquide (figures I.11(a), I.11(b)).

L'approximation des grandes longueurs d'onde inspirée de l'approximation de lubrification de Reynolds [25] est basée sur la réduction asymptotique des équations de Navier-Stokes et des conditions aux limites pour ramener le système d'équations en une équation aux dérivées partielles de l'épaisseur du film. Les autres inconnues

du problème (vitesse du fluide, pression, température,...) sont alors déterminées à partir de la solution de cette équation différentielle.

En effet, les équations de Navier-Stokes et de continuité du film comme représenté sur la figure I.12 en deux dimensions ont la forme suivante :

$$\begin{cases} \rho_l (\partial_t u + u \partial_x u + w \partial_z u) = -\partial_x p + \mu \nabla^2 u - \rho g_x \\ \rho_l (\partial_t w + u \partial_x w + w \partial_z w) = -\partial_z p + \mu \nabla^2 w - \rho g_z \\ \partial_x u + \partial_z w = 0 \end{cases} \quad (\text{I.2})$$

avec $\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial_x^2} + \frac{\partial^2}{\partial_z^2}$ et $\vec{u}(u, w)$ la vitesse du fluide.

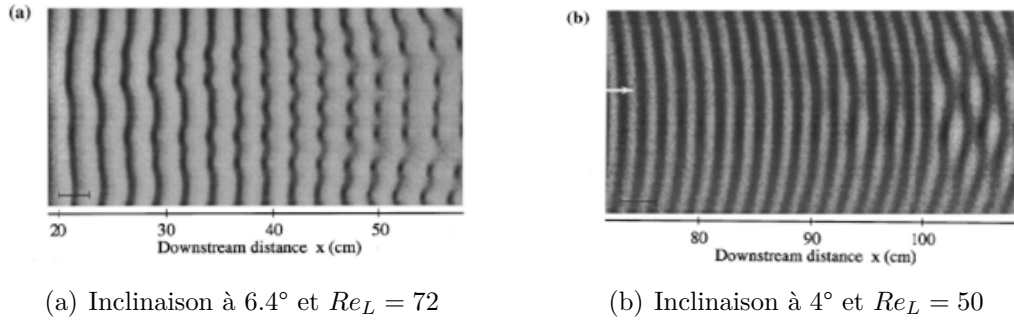


Figure I.11 – Visualisation d'interface de film liquide s'écoulant sur un plan incliné [22] : en (a) ;, ondes de surface 2D avec une perturbation imposée à 10 Hz et en (b), la perturbation imposée est de 14 Hz .

En tenant compte des hypothèses de "couche mince" basées ici sur l'épaisseur h du liquide par rapport aux longueurs d'ondes de l'écoulement, le problème est intégré suivant des conditions limites de non glissement à la paroi et de cisaillement imposé à l'interface.

Après substitution et intégration dans toute l'épaisseur du film, on obtient une équation différentielle de l'épaisseur du film liquide en fonction de la position longitudinale :

$$\mu \partial_t h + \partial_x \left[(\tau_G + \gamma \cdot \partial_x) \frac{1}{2} h^2 \right] - \partial_x \left[\frac{1}{3} h^3 \cdot \partial_x (\rho g_x h - \gamma \cdot \partial_x^2 h - \sigma) \right] \quad (\text{I.3})$$

La résolution de cette équation permet de décrire la dynamique spatio-temporelle

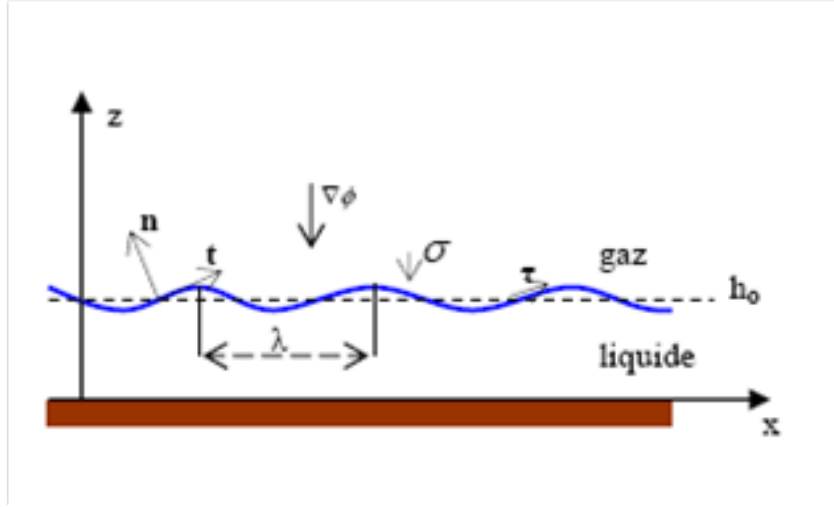


Figure I.12 – interface gaz-liquide

du film liquide [19, 22]. Cependant, il est important de noter que dans cette approche, on ne prend en compte que l'effet de l'écoulement d'air sur le film liquide qui est défini par le cisaillement imposé τ_G . En réalité, la présence des ondes à la surface du liquide perturbe la couche limite gazeuse qui entraîne une interaction du liquide sur l'écoulement d'air proche de l'interface. Ceci suppose donc la prise en compte des deux fluides pour une analyse plus précise.

3.2 Dynamique du film liquide : modèle à deux fluides

Dans les codes de calcul numérique usuels, l'approche du problème de dynamique des films liquides se fait sous la forme d'écoulement diphasique (écoulement gaz-liquide) où l'on considère d'une part la phase liquide et d'autre part la phase dispersée constituée de gouttes de liquide et de gaz. Dans le modèle à deux fluides, on résout séparément les équations de conservation de masse, de quantité de mouvement, d'énergie dans chacune des phases en tenant compte des éventuels phénomènes de transfert de masse et de chaleur. Ishii et al ([16–18]) simplifient ces équations sous la forme de :

Bilan de masse :

$$\begin{cases} gaz: & \frac{\partial(\rho_G \cdot \beta_G)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_G \cdot \beta_G \cdot u)}{\partial x} = \Gamma_A - \Gamma_D \\ liq.: & \frac{\partial(\rho_L \cdot \beta_L)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_L \cdot \beta_L \cdot u)}{\partial x} = -\Gamma_A + \Gamma_D \end{cases} \quad (I.4)$$

Bilan de quantité de mouvement :

$$\begin{cases} gaz: & \frac{\partial(\rho_G \cdot \beta_G \cdot u_G)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_G \cdot \beta_G \cdot u_G^2)}{\partial x} = -\frac{\partial(\rho_G \cdot p_G)}{\partial x} + F_{p,G} + F_{i,G} + \rho_G \cdot \beta_G \cdot g \sin \alpha + \\ & + \Gamma_A U_A + \Gamma_D U_D \\ liq.: & \frac{\partial(\rho_L \cdot \beta_L \cdot u_L)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_L \cdot \beta_L \cdot u_L^2)}{\partial x} = -\frac{\partial(\rho_L \cdot p_L)}{\partial x} + F_{p,L} + F_{i,L} + \rho_L \cdot \beta_L \cdot g \sin \alpha + \\ & - \Gamma_A U_A + \Gamma_D U_D \end{cases} \quad (I.5)$$

où :

- Les indices G et L sont respectivement relatifs au gaz et au liquide,
- F_p et F_i sont les forces tangentielles par unité de volume à la paroi (p) et à l'interface gaz-liquide (i),
- U_A et U_D , les vitesses d'arrachement et de déposition des gouttes de liquide,
- Γ_A et Γ_D , les taux de transferts massiques du liquide dus respectivement à l'arrachement et à la déposition des gouttes,
- g , l'accélération de la pesanteur,
- α l'angle d'inclinaison du plan d'écoulement du film avec l'horizontale,
- β_G et β_L , les fractions massiques respectivement du gaz et du liquide dans le volume de contrôle : $\beta_G + \beta_L = 1$.

Notons que les échanges de chaleur ne sont pas pris en compte dans les équations (I.4), (I.5) car notre application ne fait pas intervenir des phénomènes de transferts thermiques. Cependant, lorsque l'étude envisagée impose une prise en compte de phénomène thermiques, il faudrait rajouter aux bilans précédents un bilan énergétique.

Les termes de forces par unité de volume sont en général remplacés par les termes

de contraintes tangentielles et normales ($\tau_p = F_p \cdot L$, $\tau_i = F_i \cdot L$). Les termes de taux de transferts de masses sont remplacés par les taux d'arrachement et de déposition ($R_A = \Gamma_A \cdot L$, $R_D = \Gamma_D \cdot L$) où L est une longueur caractéristique liée au maillage.

Le problème ainsi posé, la phase gazeuse fait l'objet d'une résolution classique des équations de Navier-Stokes après modélisation des termes sources. La phase liquide quant à elle, nécessite comme vu plus haut une approche particulière. Foucart et al. (1998) [10, 11] utilisent une approche Lagrangienne en intégrant les équations de la phase liquide dans une cellule volumique de fluide d'épaisseur h en utilisant l'hypothèse de lubrification ($\frac{h}{L} \ll 1$) pour simplifier les équations tridimensionnelles de conservation :

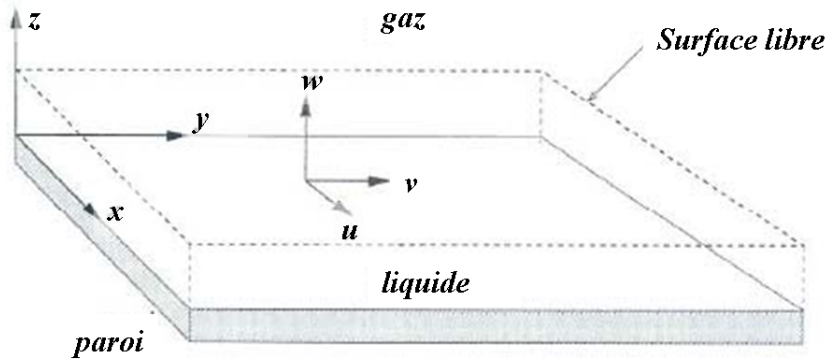


Figure I.13 – Film liquide tridimensionnel : le domaine liquide D (représentant une cellule de la maille de volume V_D) est caractérisé par son épaisseur h et la vitesse locale du liquide $\vec{u}(u, v, w)$

$$\begin{cases} \int_D \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial u}{\partial z} \right) dV = 0 \\ \text{et suivant l'axe } x \\ \int_D \left(\frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial u}{\partial x} u + \frac{\partial u}{\partial y} v + \frac{\partial u}{\partial z} w + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} - g_x + \nu \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right) dV \end{cases} \quad (\text{I.6})$$

soit :

$$\begin{cases} \frac{d}{dt} \int_D dV - S_m = 0 \\ \frac{(u_D \cdot V_D)}{dt} = -\frac{1}{\rho} \oint_{\partial A_p} p h \cdot \vec{n}_x \cdot d\vec{l} + \tau_{gx} + \tau_{px} + g_x \cdot v_D + S_{Mx} \end{cases} \quad (\text{I.7})$$

où :

- p_h est la pression moyenne dans le liquide sur toute la hauteur h ,
- $S_{Mx} = -(\Gamma_D U_A + \Gamma_D U_D)$ représente le terme source de quantité de mouvement dû à l'arrachement et à la déposition des gouttes sur la direction x ,
- S_m : terme source de masse,
- V_D est le volume de la cellule considérée (figure I.13),
- $\vec{n}_x$ et $d\vec{l}$: sont respectivement la normale suivant l'axe x et l'élément de longueur du contour de la surface A_p du volume V_D .

D'une manière vectorielle, l'équation (I.7 b) s'écrit :

$$\frac{d\vec{M}_D}{dt} \frac{(\vec{u} \cdot V_D)}{dt} = -\frac{1}{\rho} \oint_{\partial A_p} p_h h \cdot \vec{n}_x \cdot d\vec{l} + \vec{\tau}_g + \vec{\tau}_p + g_x \cdot v_D + S_M \quad (\text{I.8})$$

La résolution du problème à ce niveau nécessite des équations de fermeture qui proviennent du traitement des conditions limites et de la modélisation des termes sources que nous présentons au paragraphe suivant.

3.2.1 Traitement des interfaces

Pour traiter les interfaces gaz-liquide et liquide-solide, on utilise en général les conditions de continuité (des vitesses et des contraintes) à l'interface gaz-liquide, et d'adhérence à la paroi. Ceci suppose une continuité de la vitesse et des efforts normaux et tangents d'une part et d'autre part une vitesse nulle du liquide à la paroi solide supposée fixe dans ce cas. Ces considérations ne sont pas toujours vérifiées dans le cas d'un liquide tel que l'eau s'écoulant entre une plaque de verre et un gaz par exemple. En effet, la tension de surface du liquide induit une discontinuité des contraintes normales.

Ceci nous amène à poser les conditions aux limites suivantes en supposant un film liquide "mouillant parfaitement la paroi" [10, 11, 17, 22] :

- non glissement à la paroi :

$$\vec{u} = \vec{u}_p = \vec{0} \quad (\text{I.9})$$

- continuité des composantes tangentielles de la vitesse à l'interface liquide-gaz :

$$\vec{u} = \vec{u}_G \quad (\text{I.10})$$

- Continuité des contraintes tangentielles de cisaillement et équilibre des contraintes normales à l'interface :

$$(\sigma_G - \sigma) \cdot \vec{n} + \kappa \cdot \gamma \cdot \vec{n} = 0 \quad (\text{I.11})$$

où

$$\begin{cases} \bar{\bar{\sigma}} = -p \times \bar{\bar{I}} + \mu [\nabla \vec{u} + (\nabla \vec{u})^t] \\ \bar{\bar{\sigma}}_G = -p_G \times \bar{\bar{I}} + \bar{\bar{\tau}}_G \\ \kappa = \nabla \cdot \vec{n} \end{cases} \quad (\text{I.12})$$

Avec :

- p et p_G , les pressions respectives du liquide et du gaz ;
- $\bar{\bar{\sigma}}$ et $\bar{\bar{\sigma}}_G$, les tenseurs respectifs des contraintes du liquide et du gaz ;
- $\bar{\bar{\tau}}_G$ le tenseur des contraintes tangentielles du gaz à l'interface ;
- I , la matrice identité,
- κ , la courbure de l'interface.

Au delà des équations hydrodynamiques, un dernier paramètre est extrêmement important : la mouillabilité de la surface par le liquide. En effet, dans le cas d'un mouillage partiel, le film se troue et des zones sèches apparaissent [8]. Ces zones sèches sont délimitées par des lignes de contact dont la dynamique complexe sera abordée dans la seconde partie du manuscrit.

– Interface gaz-liquide

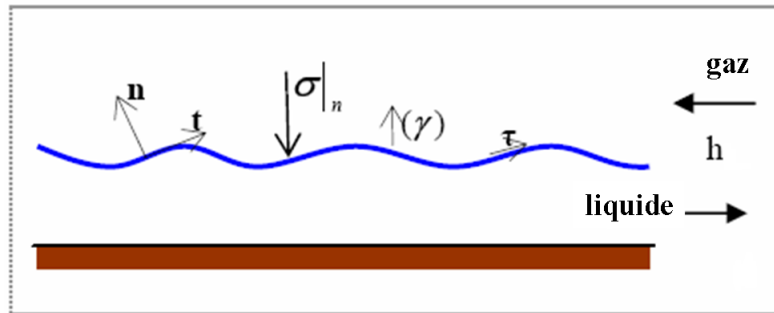


Figure I.14 – Contraintes à l'interface gaz-liquide

Au niveau de l'interface gaz-liquide, la condition d'équilibre peut s'exprimer de manière plus explicite sur les différents axes tangentiel et normal. L'équation (I.11) s'exprime alors sous la forme d'équilibre des contraintes en tenant compte des considérations l'approche lagrangienne ci-dessus (équations I.8 et I.7) :

- Contraintes tangentielles à l'interface gaz-liquide :

$$\begin{cases} \mu \frac{\partial u}{\partial z} = \mu_G \frac{\partial u_G}{\partial z} \\ \mu \frac{\partial v}{\partial z} = \mu_G \frac{\partial v_G}{\partial z} \end{cases} \quad (\text{I.13})$$

u et v étant les vitesses dans le liquide respectivement suivant les axes x et y .

- Contraintes normales à l'interface gaz-liquide : elles se réduisent à un équilibre de pression à la surface du liquide. Le terme de tension de surface du liquide étant pris en considération dans le terme de pression moyenné (p_h) sur toute l'épaisseur du film de volume local V_D .

En effet, la relation (I.8) (projetée sur l'axe z) et avec l'hypothèse ($w \ll u, v$), impose une pression constante sur une tranche :

$$\int_D \frac{\partial p}{\partial z} dV = 0 \Rightarrow p(0) = p(z) \quad (\text{I.14})$$

Le film étant mince et la pression la même aux deux interfaces, on peut considérer que le long de l'axe z , elle est égale à la pression moyenne dans le film suivant h :

$$p(z) = p(h) = p_h. \quad (\text{I.15})$$

La pression $p(h)$ à l'interface (et dans le film) est donc égale à la somme des pressions dues au gaz (p_G), à la capillarité (p_c), à l'impact des gouttes (p_d) en plus de la pression atmosphérique p_o [6] :

$$p_h = p_o + p_c + p_G + p_d \quad (\text{I.16})$$

La pression capillaire est définie suivant la relation de Laplace, qui s'écrit dans le

cas d'un film liquide ($h \ll L$) :

$$p_c = -\gamma \cdot \kappa = -\gamma \left(\frac{\partial^2 h}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 h}{\partial y^2} \right) = -\gamma \cdot \nabla^2 h \quad (\text{I.17})$$

La pression due au gaz est calculée à partir de la relation de Bernoulli :

$$p_G + \frac{1}{2} \rho U_G^2 + \rho_L g z = cte \quad (\text{I.18})$$

La pression d'impact des gouttes dans ce cas précis est plus ou moins négligeable suivant l'importance du phénomène d'arrachement et de la fraction de gouttes qui retombent dans le film. On l'exprime donc par :

$$\begin{cases} p_d = \varepsilon \cdot \rho_L R_D \left(\vec{U}_D \cdot \vec{n} \right)^2 \\ 0 \ll \varepsilon \ll 1 \end{cases} \quad (\text{I.19})$$

où ε est un coefficient fonction de la quantité de gouttes qui se déposent dans le film. Dans certains cas précis, (film formé par un spray liquide ou une pluie sur un pare-brise) la pression d'impact de gouttes est importante et a une grande influence sur la dynamique du film liquide. D'une manière générale, elle peut être négligée.

La contrainte normale sur le film liquide étant clairement définie, la contrainte tangentielle (le cisaillement τ_G de l'air) est moins évidente à définir. En effet, du fait de la présence des ondes à l'interface gaz-liquide, le coefficient de cisaillement f_i est différent de celui d'une surface lisse. Une manière simplifiée de définir le cisaillement éolien est de considérer le cas d'une faible perturbation de l'interface (paroi rugueuse) [15, 26]. Ceci suppose que la hauteur des perturbations de l'interface (amplitude d'onde) doit être de l'ordre de l'épaisseur de la sous-couche visqueuse pour que la surface soit aérodynamiquement rugueuse. Dans le cas contraire, celle-ci est lisse et on utilise les relations classiques de type plaque plane (Blasius) :

$$\begin{cases} \tau_G = \frac{1}{2} \rho_G f_i |u_L - U_G| (u_L - U_G) \\ \text{avec} \\ f_i = 0.664 Re_G^{-1/2} & \text{écoulement laminaire} \\ f_i = 0.058 Re_G^{-1/5} & \text{écoulement turbulent} \end{cases} \quad (\text{I.20})$$

Inada et al. (2004) [15], considèrent une interface ondulée (par une instabilité de cisaillement de type Kelvin-Helmholtz) et proposent la relation :

$$\begin{cases} \tau_G = -\frac{\mu}{Re_G} \frac{\partial u}{\partial z} = \frac{\lambda}{8h_o} \rho_G f_i |u_L - U_G| (u_L - U_G) \\ \text{avec} \\ f_i = \frac{64}{Re_G} [1 + 75(1 + \eta)] & \text{écoulement laminaire} \\ f_i = 0.3164 \cdot Re_G^{-0.25} [1 + 75(1 + \eta)] & \text{écoulement turbulent} \end{cases} \quad (\text{I.21})$$

où :

- h_o , est l'épaisseur du film non perturbé
- U_G et u_L , respectives les moyennes des vitesses du gaz et du liquide
- $\eta = \frac{h-h_o}{\lambda}$; coefficient exprimant la variation d'épaisseur du film et l'amplitude des ondes.

Notons que les relations ci-dessus du cisaillement d'air sont définies suivant la direction principale de l'écoulement (l'axe x) et sont définies de manière analogue suivant la direction secondaire (l'axe y).

– Contraintes tangentielles à l'interface solide-liquide (le frottement à la paroi)

Ici on suppose que le film liquide mouille complètement la paroi et on exprime le frottement à la paroi en fonction du cisaillement d'air à partir de l'allure du profil de vitesse dans le film.

En effet, les résultats expérimentaux de Mudawar et al (1993) [21] montrent qu'un développement au second ordre correspondant au profil de Poiseuille décrit parfaitement l'écoulement laminaire ondulé d'un film liquide. Soit suivant l'axe x :

$$u(z) = u(0) + z \frac{\partial u}{\partial z} \Big|_{z=0} + z^2 \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \Big|_{z=0} \quad (\text{I.22})$$

En utilisant les 3 conditions suivantes sur le film :

$$\begin{cases} u(0) = 0 \\ u(h) = u_{G,i} \\ \frac{\partial u}{\partial z} \big|_{z=h} = \mu_L \cdot \tau_G \end{cases} \quad (\text{I.23})$$

on aboutit au profil défini par la relation suivante :

$$u(z) = z \left(\frac{2u_{G,i}}{h} - \frac{\tau_{G,i}}{\mu_L} \right) + z^2 \left(\frac{\tau_{G,i}}{h\mu_L} - \frac{2u_{G,i}}{h^2} \right) \quad (\text{I.24})$$

Soit une vitesse moyenne définie par : $u_h = \frac{1}{h} \int_0^h u(z) dz = \frac{2u_{G,i}}{3} + h \frac{\tau_{G,i}}{6\mu_L}$ et une vitesse du gaz à l'interface définie en fonction de la vitesse moyenne du film liquide et du cisaillement d'air : $u_{G,i} = \frac{3u_h}{2} + h \frac{\tau_{G,i}}{4\mu_L}$. Ceci nous permet donc de définir la contrainte de cisaillement locale à la paroi (interface liquide-solide) :

$$\tau_p = \frac{\partial u}{\partial z} \big|_{z=0} = \mu_L \frac{3u_h}{2h} + h \frac{\tau_{G,i}}{2} \quad (\text{I.25})$$

Les contraintes de cisaillement locales étant définies localement, une intégration de surface dans un domaine D de surface A_p défini permet d'obtenir les expressions des forces de frottement à la paroi et de cisaillement d'air par unité de volume.

3.2.2 Arrachement et déposition de gouttes

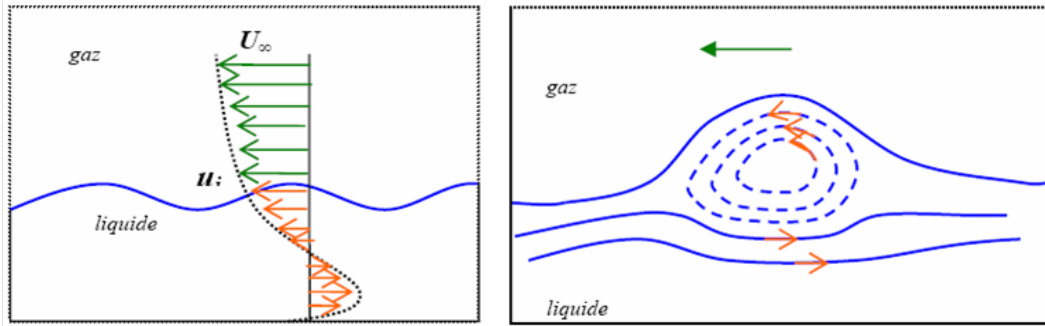
Lorsque l'écoulement aérien devient trop important, les écoulements stratifiés gaz-liquide donnent lieu à des écoulements polyphasiques du fait de l'arrachement du liquide par le gaz créant ainsi une phase dispersée (embruns en mer). L'arrachement puis la déposition ne se produisent que suivant des conditions et des mécanismes bien définis que nous détaillons dans ce chapitre.

– Critère d'arrachement

Du fait de la différence de vitesse entre le gaz et le fluide, la forme du profil de vitesse dans le fluide est modifié. En se basant sur le principe d'équilibre local

des forces, le phénomène d'arrachement de liquide se produit lorsque la force de cisaillement à l'interface est dominante par rapport aux effets de gravité et de tension superficielle. La vitesse du gaz à l'interface (la vitesse relative du gaz) est alors suffisamment importante pour créer un tel cisaillement. Cependant, avant de parler d'arrachement de liquide au sens propre du terme, il faudrait parler du phénomène d'entraînement du liquide par le gaz.

En effet, comme le montre la figure I.15(a) inspirée des travaux de Mudawar et al (1993) [21], une fraction superficielle de liquide à tendance à être entraînée suivant la direction du gaz. Ceci conduit à un phénomène de recirculation comme celui illustré par la figure I.15(b). Les mesures de transport de quantité de mouvement en écoulement laminaire ondulé de film montrent que les zones de recirculations sont localisées principalement au niveau des sommets des ondes [21].



(a) : Allure du profil de vitesse d'un écoulement stratifié où la vitesse u_i à l'interface est non nulle (b) : Lignes de courant dans le film liquide. Le point de circulation est localisé dans le sommet d'onde.

Figure I.15 – Structure de l'écoulement d'un film liquide cisailé à contre-courant (Mudawar et al 1993 [21] ; Brauer et al 1987 [7]).

Suivant un phénomène analogue, et en fonction de l'épaisseur du liquide (quantité de mouvement du liquide) et pour un cisaillement relativement important, le film liquide peut être complètement entraîné par le gaz. Cependant, le phénomène d'arrachement de fractions de liquide (gouttes) est quant à lui localisé et étroitement lié à la formation des ondes de surface.

En effet, les essais réalisés par Woodmansee et Hanratty (1969) [27] montrent que l'arrachement des gouttes ne se produit pas sur toute la surface du liquide mais au sommet des ondes d'instabilité (figure I.16). Selon Ishii et al (1975) [14] le mé-

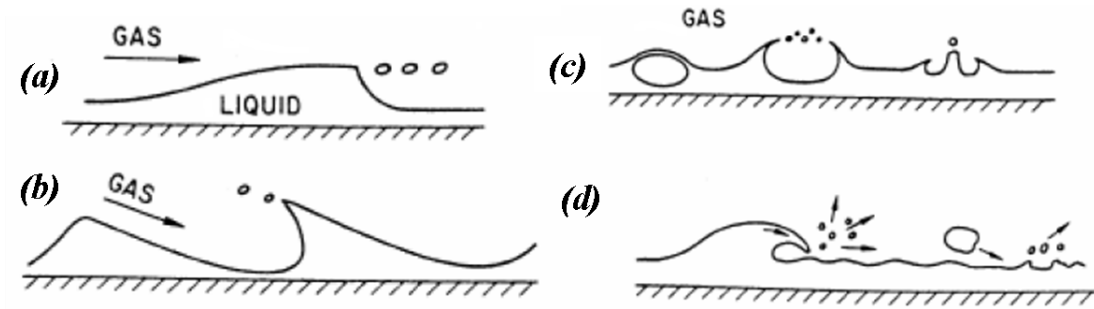


Figure I.16 – Différents mécanismes d'arrachement (Ishii et Grolmes (1975) [14]) : (a) et (b) : par cisaillement d'interface ; rupture de sommets d'instabilités ; (c) : collapse de bulles de gaz proche de l'interface ; (d) : éjection de gouttelettes suite à un déferlement de vague ou à l'impact de gouttes à la surface.

canisme d'arrachement au sommet des ondes est dû à la présence d'instabilités. Ils considèrent qu'il y existe deux limites asymptotiques pour le début d'arrachement :

- Une première limite basée sur une valeur limite du débit liquide ou du nombre de Reynolds du liquide au dessous de laquelle il n'y a pas d'arrachement excepté pour de très grandes vitesses de gaz. Ceci semble bien logique car il faudrait avant tout la présence d'ondes à la surface pour qu'il y ait arrachement et cette dernière condition est liée au débit liquide (Reynolds liquide).
- Une seconde limite basée sur une valeur de vitesse de gaz critique qui suppose une force d'entraînement aérodynamique supérieure à la force capillaire (qui contribue à la cohésion du liquide). En effet, ce rapport de la force d'inertie de fragment de liquide et de la force de tension de surface est représenté par le nombre sans dimension de Weber².

L'arrachement a donc lieu lorsque la force d'entraînement des gouttes due au cisaillement est supérieure à la force de tension superficielle qui retient le liquide (la fraction de liquide) au film. Soit : $F_d \geq F_\gamma$

2. Le nombre de Weber est un nombre sans dimension comparant les effets d'inertie par rapport aux effets capillaires, c'est un paramètre très important dans l'étude du phénomène d'arrachement des gouttes

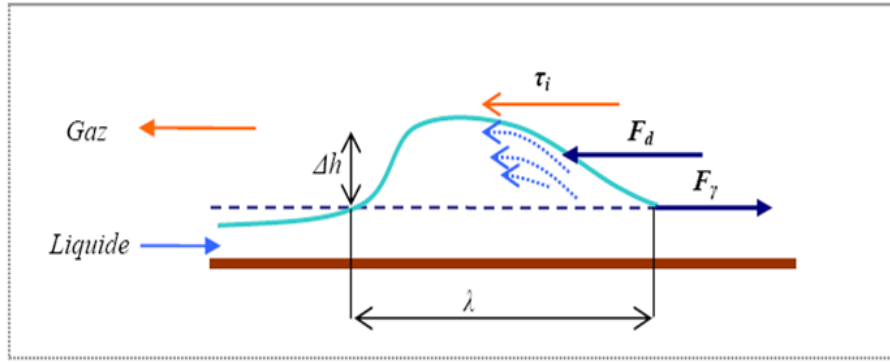


Figure I.17 – : Forces extérieures s'exerçant sur un sommet d'onde ; L'effet de capillarité s'oppose à l'action due au cisaillement du gaz.

La force d'entraînement dynamique par unité de largeur du film est définie par la relation : $F_d = \frac{1}{2}\rho_G\Delta h f_i (U_G - u_L)^2$ et la force de tension de surface par unité de largeur du film $F_\gamma = \gamma$. En considérant un critère d'arrachement de goutte défini par $F_d \geq F_\gamma$, on aboutit à un critère basé le nombre de Weber où la valeur critique est définie par :

$$We_{cr} = \frac{\rho_G \Delta h f_i (U_G - u_L)^2}{\gamma} = cste \quad (I.26)$$

Le coefficient de frottement f_i étant fonction du nombre de Reynolds à l'interface, (gaz ou liquide suivant la même longueur de référence) et la vitesse du liquide étant en général faible par rapport à celle du gaz, on peut exprimer le régime critique de l'écoulement ici en fonction du nombre de Reynolds du gaz.

A partir d'approches semi-empiriques de stabilité des films minces, des corrélations sont proposées dans la littérature [2, 14] définissant des nombres de Reynolds (du liquide et/ou du gaz) et de Weber critiques marquant le début du phénomène.

Dans la grande partie des travaux antérieurs sur les écoulements gaz-liquide, où le phénomène d'arrachement de gouttes intervient, le liquide et le gaz s'écoulent dans le même sens. Le phénomène est d'autant plus amplifié lorsque les deux fluides s'écoulent en sens contraires du fait de l'opposition des quantités de mouvement liquide et gaz. C'est la configuration rencontrée sur le pare-brise d'un véhicule roulant par temps de pluie.

– Expression des Taux d'arrachement et de déposition

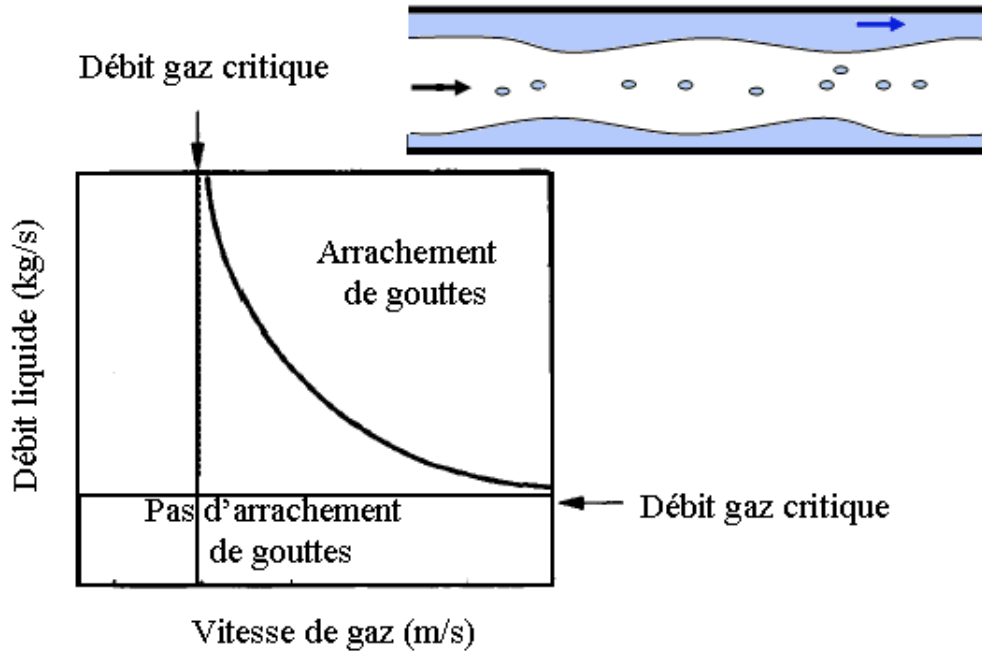


Figure I.18 – Limites asymptotiques pour l'entraînement de fraction de liquide : Azzopardi et al (1997) [4]; écoulement diphasique annulaire.

D'une manière purement statistique, et en supposant que les gouttes arrachées et déposées sont de formes sphériques, on peut considérer le terme source de masse comme étant la somme algébrique des masses de toutes les gouttes arrachées et de toutes les gouttes déposées par unité de temps. Cependant, il faudrait tenir compte du fait que toutes les gouttes arrachées ne retombent pas automatiquement dans le domaine du film car ces dernières peuvent être entraînées par le gaz ou impacter plus loin. Nous avons alors :

$$S_m = \frac{\sum_i m_i - \sum_j m'_j}{\rho_L} \quad (\text{I.27})$$

où $m_i = \frac{4\pi\rho_L}{3}r_i^3$ et $m'_j = \frac{4\pi\rho_L}{3}r_j^3$ sont respectivement les masses de gouttes i (déposées) et j (arrachées).

Le terme de source de masse est donné par la relation : $S_m = \frac{4\pi}{3}\rho_L \left(\sum_i r_i^3 - \sum_j r_j^3 \right)$.

Ceci correspond à un terme source de quantité de mouvement S_M défini par :

$$S_M = \frac{4\pi}{3}\rho_L \left(\sum_i r_i^3 \cdot U_{D,i} - \sum_i r_j^3 \cdot U_{A,j} \right) \quad (\text{I.28})$$

avec : $U_{D,i}$ et $U_{A,j}$ les vitesses de déposition et d'arrachement des gouttes i et j respectivement.

Par ailleurs, pour exprimer les termes sources des différentes équations de conservation ; plusieurs travaux [2, 4, 23] utilisent des approches empiriques ou semi-empiriques et introduisent les notions de taux d'arrachement (R_A) et taux de déposition (R_D). Cependant, il n'est pas évident de corréler le taux de déposition des gouttes car il faudrait prendre en compte la dynamique des gouttes et les différentes interactions que celles-ci subissent. Une hypothèse assez pratique est de considérer en géométrie fermée que toutes les gouttes arrachées finissent par retomber dans le liquide [23] : soit $R_D = R_A$.

Conclusion

À présent que nous avons présenté le problème d'un point de vue industriel puis ramené à une configuration académique équivalente, nous pouvons entrer dans le vif de notre étude expérimentale.

Celle-ci commencera par la mise au point du dispositif expérimental ainsi que de la technique de mesure de l'épaisseur et de la vitesse du liquide. Ensuite, nous aborderons l'étude sous différentes configurations en fonction des paramètres présentés au tableau I.1.

Dans un objectif à terme (chez Renault) de développer un modèle de film liquide, ce premier chapitre nous a également permis de faire un état de l'art des modèles physiques implantés dans les codes commerciaux utilisés pour la simulation numérique des écoulements diphasiques.

Références Bibliographiques : B.1

- [1] A. AL-SARKHI, E. ABU-NADA, AND M. BATAYNEH. *Effect of drag reducing polymer on air–water annular flow in an inclined pipe*. Int. J. of Multiphase Flow **32**, 926-934 (2006).
- [2] V.M. ALIPCHENKOV, R. I. NIGMATULIN, S.L. SOLOVIEV, O.G. STONIIK, L. I. ZAICHIK AND, Y. A. ZEIGARNIK. *A three-fluid model of tow-phase dispersed-annular flow*. Int. J. of heat mass transfer **47**, 5323-5338 (2004). [31](#), [32](#)
- [3] B. J. AZZOPARDI, AND E. WREN. *What is entrainment in vertical two-phase churn flow ?*. Int. J. of Multiphase Flow **30**, 331-336 (2004).
- [4] B. J. AZZOPARDI. *Drops in annular tow-phase flow*. Int. J. of Multiphase Flow **23**, 1-53 (1997). [31](#), [32](#)
- [5] S. BADIE, C. P. HALE, AND C. J. LAWRENCE . *Pressure gradient and holdup*. 5th International Symposium on Supercritical Fluids, Atlanta , (2000). [20](#)
- [6] C. BAI, AND A. D. GOSMAN. *Mathematical modeling of wall films formed by impinging sprays*. SAE Int. , n° 960626 (1996). [26](#)
- [7] N. BRAUER, D. M. MARON, AND I TOVERY. *Characterization of the interfacial velocity in wavy thin film flow*. Int. Comm. Heat Mass Transfer **16**, 655-666 (1989). [29](#)
- [8] P-G. DE GENNES, F. BROCHARD-WYART, AND D. QUÉRÉ. *Gouttes, bulles, perles et ondes*. Belin , (2002). [25](#)
- [9] BATISTE EDELINE. *Salissure de vitre latérale* . Rapport de stage Renault , (2005). [14](#)

- [10] H. FOUCART, C. HABCHI, J. F. LE COZ, AND T. BARITAUD. *Development of three dimensional model of wall fuel liquid film for internal combustion engines*. SAE, International congress and exposition Detroit, Michigan , (1998). [23](#), [24](#)
- [11] H. FOUCART. *Modélisation tridimensionnelle des films liquides pariétaux dans les moteurs à combustion internal*. PhD Thesis Paris VI , (1998). [23](#), [24](#)
- [12] EMILIEN GANDOLFI. *Salissure de vitre latérale* . Rapport de stage Renault , (2006). [14](#)
- [13] T. J. HANRATTY, AND M.J. MCCREADY . *Phenomenological understanding of separated gas-liquid flows*. to appear : Multiphase Science and Technology , (1992).
- [14] M. ISHII, AND M. A. GROLMES. *Inception criteria for droplet entrainment in two-phase co-current film flow*. AIChE J. **21**, 308–318 (1975). [29](#), [31](#)
- [15] F. INADA, D.A. DREW, AN R.T LAHEY JR. *An analytical study on interfacial wave structure between the liquid film and gas core in a vertical tube*. Int. J. of Multiphase Flow **30**, 827-851 (2004). [26](#), [27](#)
- [16] M. ISHII, S. KIM, AND J. UHLE. *Interfacial area transport equation : model development and benchmark experiments*. Int. J. of heat mass transfer **45**, 3111-3123 (2002). [22](#)
- [17] M. ISHII, AND K. MISHIMA. *Study of tow fluids model and interfacial area*. Argonne National Laboratory report, ANL **80**, 80-111 (1980). [22](#), [24](#)
- [18] M. ISHII, AND K. MISHIMA. *Tow fluids model and hydrodynamic constructive relations*. Nucl. Eng. Des. **82**, 107-126 (1984). [22](#)
- [19] C. LEMAITRE. *Dynamique d'un film d'eau de pluie sur un hauban de pont soumis au vent*. PhD Thesis , (2006). [21](#)
- [20] M.J. MC CREADY, AND D.D. UPHOLD. *Formation of large disturbance in separated fluid-fluid flows*. Presentation at the ASME meeting in Dallas , (1997). [19](#)
- [21] I. MUDAWAR, AND R. A HOUP. *Measurement of mass and momentum transport wavy-laminar falling liquid films*. Int. J. of Multiphase Flow **16**, 4151-4162 (1993). [27](#), [28](#), [29](#)
- [22] A. ORON, S. H. DAVIS, AND S. G. BANKOFF. *Long-scale evolution of liquid films*. Rev. Mod. Physics **69**, n° 3 (1997). [20](#), [21](#), [24](#)

- [23] S.V. PARAS AND A. J. KARABELAS. *Droplet entrainment and deposition in horizontal annular flow*. Int. J. of Multiphase Flow **17**, 455-468 (1991). [32](#)
- [24] JEROME RAULET. *Analyse des paramètres influent sur la visibilité latérale en roulage sous pluie et optimisation géométrique en compromis avec les qualités aérodynamiques et acoustiques du véhicule*. Rapport de stage Renault , (2007). [14](#)
- [25] O. REYNOLDS. *On the theory of lubrication and its applications to Mr Beauchamp Tower's experiments, including an experimental determination of the viscosity of olive oil*. Philosophical Transactions of the Royal Society of London **177**, 157-234 (1886). [19](#), [20](#)
- [26] WALLIS, G. D. AND J. E. DOBSON. *The Onset of slugging in horizontal stratified air-water flow*. Int. J. of Multiphase Flow **1**, 173-193 (1973). [26](#)
- [27] D.E. WOODMANSEE, AND T. J. HANRATTY. *Mechanism for the removal of droplets from a liquid surface by a parallel air flow*. Chem. Eng.Sci. **24**, 299-307 (1969). [29](#)

Chapitre II

Ecoulement de films liquides par gravité

Introduction

– Le problème académique

Après avoir présenté le problème d'une manière générale, nous nous orientons vers une étude plus spécifique suivant les considérations énoncées au chapitre précédent. Le problème se ramène ici à l'étude expérimentale d'un écoulement de film liquide sur une plaque de verre inclinée. Notre dispositif expérimental permet de contrôler indépendamment la gravité, le cisaillement aéraulique et le mouillage du support. Nous restreignons notre étude de film au cas des substrats hydrophiles pour lesquels les problèmes de démouillage sont limités. Le cas hydrophobe sera ultérieurement considéré pour l'étude des gouttes.

Avant d'aborder le cas couplé gravité et cisaillement aéraulique, nous proposons dans un premier temps de nous focaliser sur le simple effet de la gravité avant d'étudier dans le chapitre suivant le cas du cisaillement aéraulique puis le cas mixte (figures [III.3](#), [II.1\(b\)](#) et [II.1\(c\)](#))

– Le film ruisselant

Lorsque les conditions de mouillage du substrat sont favorables, l'écoulement d'un film liquide par gravité s'accompagne de la formation d'ondes à la surface du liquide. Cette instabilité hydrodynamique a fait l'objet de nombreux travaux antérieurs.

La théorie de Nusselt (1916) [[17](#)] définit les caractéristiques de l'écoulement laminaire du film liquide à faible nombre de Reynolds (Re_L). Il décrit principalement la variation de l'épaisseur moyenne du film liquide avec le nombre de Reynolds

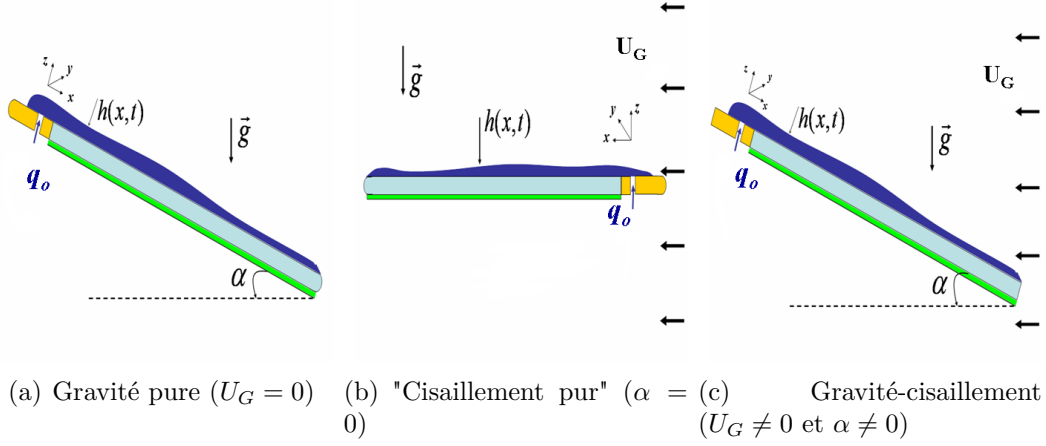


Figure II.1 – Configurations expérimentales : décomposition de l'étude

défini comme suit :

$$Re_L = \frac{q_o}{l_p \nu_L} \quad (\text{II.1})$$

où : q_o est le débit volumique liquide injecté sur le plan incliné, l_p la largeur de la plaque et ν_L la viscosité cinématique du liquide.

La stabilité du film ruisselant à nombre de Reynolds modéré a été décrite par Benjamin (1957) [5] puis Yih (1963) [27] dans la limite des grandes longueurs d'ondes ($h/\lambda \ll 1$). Ces travaux conduisent à la définition d'un critère de stabilité de l'écoulement du film liquide basé sur un nombre de Reynolds critique au delà duquel des ondes apparaissent sur le film. Ce nombre de Reynolds critique dépend de l'inclinaison α du substrat par rapport à l'horizontale : $Re_{L,C} = \frac{5}{6} \cot \alpha$.

Selon ce critère d'instabilité, il apparaît que l'écoulement d'un film liquide vertical est toujours instable.

Les travaux de Kapitza et al. (1964) [14] sur l'instabilité du film tombant le long d'une paroi, mettent en évidence l'influence des propriétés du liquide dans le développement et la dynamique des ondes. Ils introduisent le nombre de Kapitza qui exprime les propriétés du liquide et principalement les effets de la tension de

surface par rapport aux effets de la viscosité du liquide :

$$Ka = \frac{\gamma}{\rho_L} \sqrt[3]{\frac{1}{g \cdot \nu_L^4}} \quad (\text{II.2})$$

où : γ est la tension de surface du liquide, et ρ_L sa viscosité.

Remarquons que $Ka^{3/4}$ peut être vu comme un nombre de Reynolds ($Re = v \cdot l / \mu$) où $v = (gl_c)^{1/2}$ est la vitesse de chute libre (sur sa propre longueur) d'une bosse de liquide de taille l_c (longueur capillaire) et de viscosité ν . Les liquides à fort nombre de Kapitza (comme l'eau $Ka \approx 4000$) sont moins stables et ont un développement d'instabilité plus prononcé que les liquides à faible nombre de Kapitza (huiles, $Ka \prec 2000$). Le cas classique de la vie courante est celui des films d'huile ; lorsqu'ils s'écoulent, il est difficile d'apercevoir à l'oeil nu des ondes de surface.

Anshus (1972) [2] reprend l'analyse de stabilité du problème avec une approche asymptotique de l'équation d'Orr-Sommerfeld, basée sur les valeurs de Re_L et Ka . Il aboutit à une relation décrivant la vitesse d'avancement des ondes en fonction des nombres de Reynolds et de Kapitza. Nous reviendrons sur cette relation dans l'analyse expérimentale.

Expérimentalement, de nombreux travaux (Tailby et al. 1962 [26] ; Portalski, 1963 [22] et Portalski et al. 1972 [24]) ont porté sur l'initiation et le développement d'ondes en géométrie cylindrique et rectangulaire en configuration verticale. Une des conclusions de ces travaux est l'absence d'une distance spécifique (par rapport au point d'injection) d'initiation des ondes. Chu et al. (1974) et Takahama et al. (1980) se sont focalisés sur la transition laminaire-turbulent à grand nombre de Reynolds. Dans ce régime, il apparaît que l'épaisseur moyenne du film liquide est indépendante de la position longitudinale au delà d'une certaine distance du point d'injection [15]. Plus récemment, Drosos et al. (2004) [8] vérifient expérimentalement la vitesse des ondes issue de l'analyse d'Anshus en écoulement vertical. Enfin, Argyriadi et al. (2004) [1] montrent que l'excitation à faible fréquence du film liquide conduit à la destruction des ondes régulières et favorise la formation des ondes non linéaires qui interagissent entre-elles.

Ces différents travaux sont basés sur des mesures locales (d'épaisseur et de vitesse de film) et se sont essentiellement focalisés en configuration verticale à de faibles nombres de Reynolds. Suivant notre application finale, nous nous at-

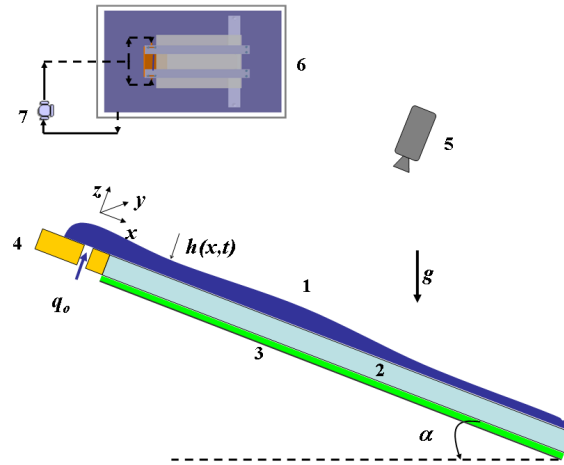
tarderons sur l'effet de l'inclinaison du plan de ruissellement et sur une plage de Reynolds intermédiaire. Nous nous intéresserons également à la répartition du film liquide sur toute la plaque de verre.

1 Dispositif expérimental et technique de mesure

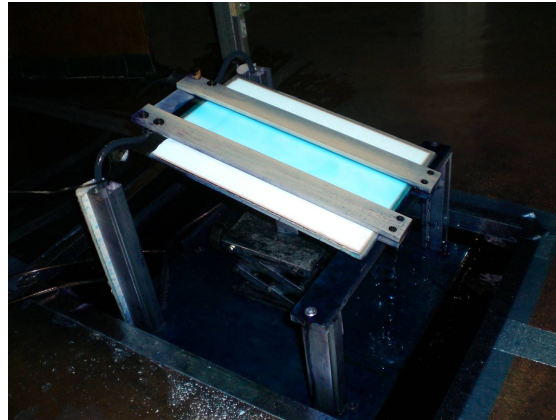
1.1 Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental (figures II.2(a), II.2(b)) est principalement constitué d'une plaque de verre sur laquelle s'écoule le film liquide et d'un système d'injection de liquide. La plaque de verre est de longueur $L_p = 300 \text{ mm}$. Elle est inclinée d'un angle α pouvant varier de 0 à 30°. Le film liquide est canalisé à l'aide de 2 barrettes latérales de hauteur 10 mm et distantes l'une de l'autre de $l_p = 60 \text{ mm}$. L'injection de liquide se fait à travers une fente usinée sur la partie amovible du support montée à fleur de la plaque de verre. L'ouverture de la fente peut varier de 0 à 3 mm pour assurer une bonne injection en fonction du débit liquide. Ceci permet d'éviter la formation de bulles qui perturberaient l'homogénéité du film liquide formé. L'ensemble plaque de verre et support associé est introduit dans un bac de récupération. Ce dernier est monté à fleur du plancher de la veine de soufflerie dans le but de se mettre dans les mêmes conditions que lorsqu'on imposera le cisaillement aérodynamique. La pompe hydraulique délivre des débits liquides allant de 0 à 1 l.min^{-1} ce qui correspond à une plage de Reynolds liquide de 1 à 300 environ.

La plaque de verre est traitée à l'aide d'un anti-buée (*RainX*^(R) anti-fog) afin de réduire l'angle de contact de l'eau sur la surface et de favoriser l'étalement du film liquide uniformément à de faibles nombres de Reynolds. Nous avons également réalisé quelques essais avec une eau savonneuse (solution aqueuse de Dodécyl Sulfate de Sodium (SDS) à 1.7 g.l^{-1}). Dans ce cas, la tension de surface de l'eau passe de $\gamma = 72 \text{ mN.m}^{-1}$ (eau pure) à $\gamma = 45 \text{ mN.m}^{-1}$ (eau savonneuse). À 15° d'inclinaison, en plus des essais à l'eau, on utilise une solution d'eau à laquelle on a dissout quelques grammes de dodécyl sulfate de sodium (SDS) de tension de



(a) : Schéma du dispositif expérimental



(b) : Montage expérimental en soufflerie

Figure II.2 – Dispositif expérimental : (1) film liquide teinté au bleu de méthylène ; (2) plaque de verre ; (3) Feuille électroluminescente ; (4) système d'injection ; (5) caméra rapide ; (6) montage installé dans le bac de récupération en vue de dessus ; (7) pompe.

surface $\gamma = 45 \text{ mN.m}^{-1}$. Ceci nous permet d'obtenir l'effet de la tension de surface dans l'écoulement du film.

Une feuille électroluminescente de taille A4 est installée entre le support métallique et la plaque de verre ; celle-ci permet un éclairage uniforme du film liquide. Une caméra rapide est montée perpendiculairement à la plaque et réglée de manière à obtenir une vision complète de la zone d'écoulement du liquide.

1.2 Technique de mesure

La technique de mesure d'épaisseur utilisée ici est basée sur le principe d'atténuation lumineuse à travers un corps transparent. La loi de Beer-Lambert prédit que l'intensité lumineuse transmise à travers un milieu absorbant décroît exponentiellement avec son épaisseur (figure II.3). La source lumineuse étant dans notre cas la feuille électroluminescente, celle-ci génère un éclairage de lumière blanche uniforme sur toute la zone de visualisation. Une solution aqueuse de bleu de méthylène à 0.1 g^{-1} est utilisée pour absorber la lumière émise par la feuille électroluminescente.

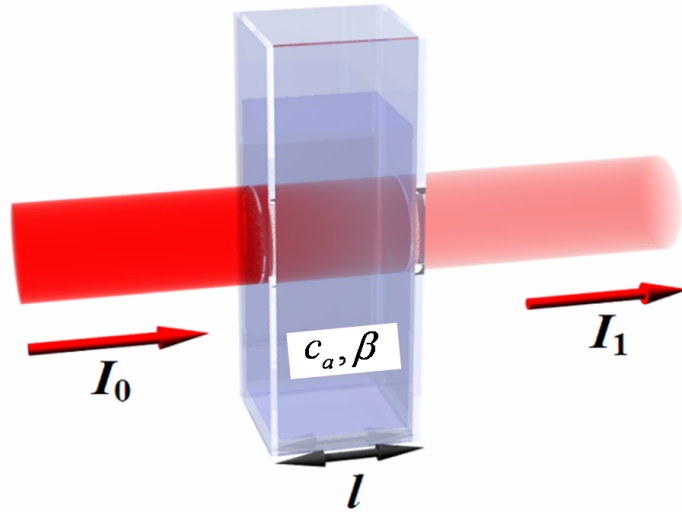


Figure II.3 – Loi de Beer-Lambert : $I_1 = I_0 \cdot \exp(-c_a \beta \cdot l)$

Pour réaliser l'étalonnage d'épaisseur de film liquide, nous utilisons une éprouvette rectangulaire dans laquelle nous introduisons une quantité de liquide calibrée. Le substrat de l'éprouvette est en verre transparent d'épaisseur identique à celui utilisé pour le montage d'essais. La feuille électroluminescente est installée sous la plaque de verre de façon à avoir un éclairage émanant de la plaque de verre. Une camera rapide est utilisée pour la mesure d'intensité de lumière émergente. L'ensemble est plongé dans un environnement obscur afin d'amplifier le contraste d'éclairage. La différence entre l'intensité I_0 mesurée en absence de liquide et celle mesurée en présence du liquide nous donne l'intensité de lumière atténuée par le

le film liquide :

$$I_h = (I_o - I_1) = I_o [1 - \exp(-C_a \beta \cdot h)] \quad (\text{II.3})$$

L'épaisseur du liquide dans l'éprouvette étant mesurée à l'aide d'un comparateur micrométrique mécanique, nous obtenons une correspondance entre l'intensité absorbée et l'épaisseur de liquide. Le comparateur à une précision à 1% sur sa mesure.

Pour étendre le nombre de point de mesure, un coin de liquide est formé en inclinant l'éprouvette comme indiqué sur la figure II.4(a). Le profil de d'épaisseur de film étant connu grâce à l'angle d'inclinaison de la plaque (3° en l'occurrence) complété par une mesure locale. Le dégradé d'intensité liquide atténuée est mesuré à l'aide de la camera dont l'axe de vue reste perpendiculaire au substrat (figure II.4(a)). La distribution d'intensité de lumière absorbée par le liquide dans l'éprouvette obtenue en soustrayant l'image actuelle (avec liquide) de l'image de référence (sans liquide) est représentée en figure II.4(b). Les bords noirs correspondent au support de la plaque de verre. Le bord de plaque est margé par une zone millimétrique plus claire (donc plus épaisse) qui correspond à un ménisque. L'intensité absorbée I_h est mesurée sur l'axe central de l'éprouvette et est représentée en fonction de l'épaisseur de liquide sur la figure II.4(c). Un ajustement exponentiel permet de déterminer le coefficient d'atténuation $c_a \beta$ (qui vaut 0.8 mm^{-1} dans le cas illustré).

L'estimation de l'épaisseur est faussée par le ménisque au voisinage du bord supérieur de l'éprouvette. L'épaisseur réelle est en effet plus importante que l'épaisseur attendue pour un dièdre sans ménisque. Au delà de 0.5 mm , nous faisons une extrapolation de la décroissance exponentielle jusqu'au point (0,0) (pas de liquide $\implies I_h = 0$).

La camera rapide (Photron APX 1 Mpixels à 500 images/s) utilisée est réglée de manière à ce que 55 *pixels* représentent 1 *mm* suivant les axe x et y et qu'un niveau de gris corresponde à moins de 1 μm pour l'épaisseur h (2^{10} niveau de gris au total). Nous estimons la précision de la mesure à 5% sur une plage d'épaisseur liquide de 0 à 7 *mm*. Une illustration de la mesure d'épaisseur de film liquide sur la plaque est présentée en figure II.5. Notre technique de mesure donne ainsi accès à une information spatio-temporelle sur la dynamique du film grâce à la vue globale de la plaque et à l'acquisition d'images à haute fréquence.

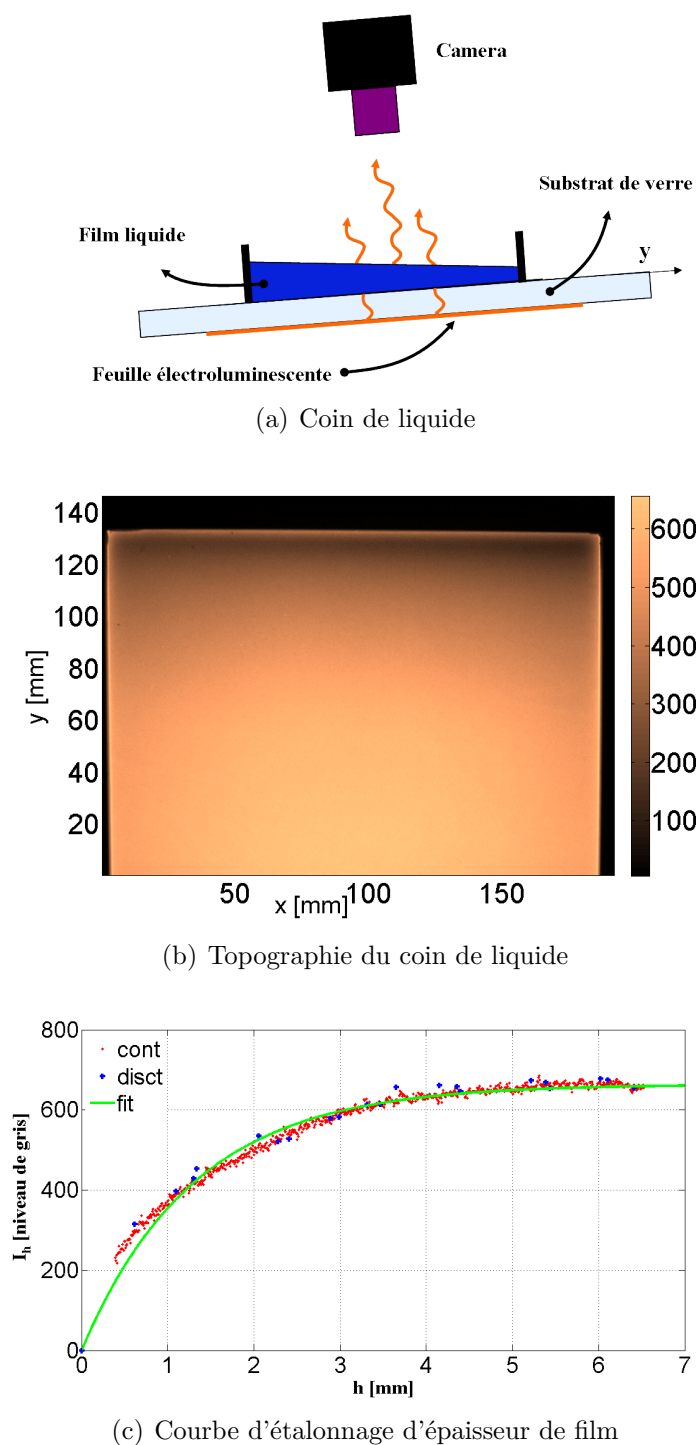


Figure II.4 – Protocole d'étalonnage d'épaisseur de film liquide : En figure (c), les points rouges ('cont') sont obtenus à partir du profil d'épaisseur du coin de liquide. Les points bleus ('disct') sont obtenus de manière discrète à partir des niveaux d'épaisseurs connus. La courbe verte ('fit') est l'interpolation des mesures à partir de la loi de Beer-Lambert

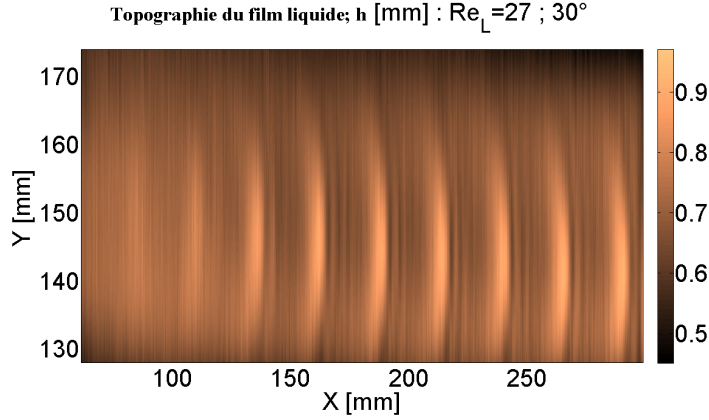


Figure II.5 – Exemple de mesure d'épaisseur de film liquide

2 Analyse quantitative

Les résultats expérimentaux sont présentés d'un point de vue qualitatif et quantitatif. L'intérêt étant porté sur la variation de l'épaisseur de film liquide en fonction de sa vitesse. En tenant en compte le fait que les précédents travaux sur les films ruisselants se sont intéressés à la configuration à 90° d'inclinaison et aux faibles ou très grands nombres de Reynolds [26], nous présenterons les résultats obtenus dans cette étude (Re_L intermédiaires et α variable) en comparaison aux travaux antérieurs.

2.1 Observations

Les observations sont réalisées à l'aide de la caméra rapide pour les angles d'inclinaison respectifs 5° , 10° , 15° , 20° et 30° . L'injection se fait de manière décroissante de 1 l/min avec un pas de 0.1 l/min jusqu'à la limite de démouillage. Ce débit minimum est fonction de l'inclinaison de la plaque et de la mouillabilité de la surface par l'eau ce qui nous a conduit à utiliser un traitement de surface à l'antibuée (RainXTM) afin de minimiser l'apparition de zones sèches. Pour chaque débit liquide injecté, 2000 images sont enregistrées à 500 Hz ce qui nous permet d'avoir des images telles que celles de la figure II.6.

Dans les conditions de ces travaux, pour $Re_L < 27$ ($q_o = 0.1 \text{ l.min}^{-1}$) à 15° , le démouillage du film liquide impose la limite inférieure de débit et d'épaisseur de

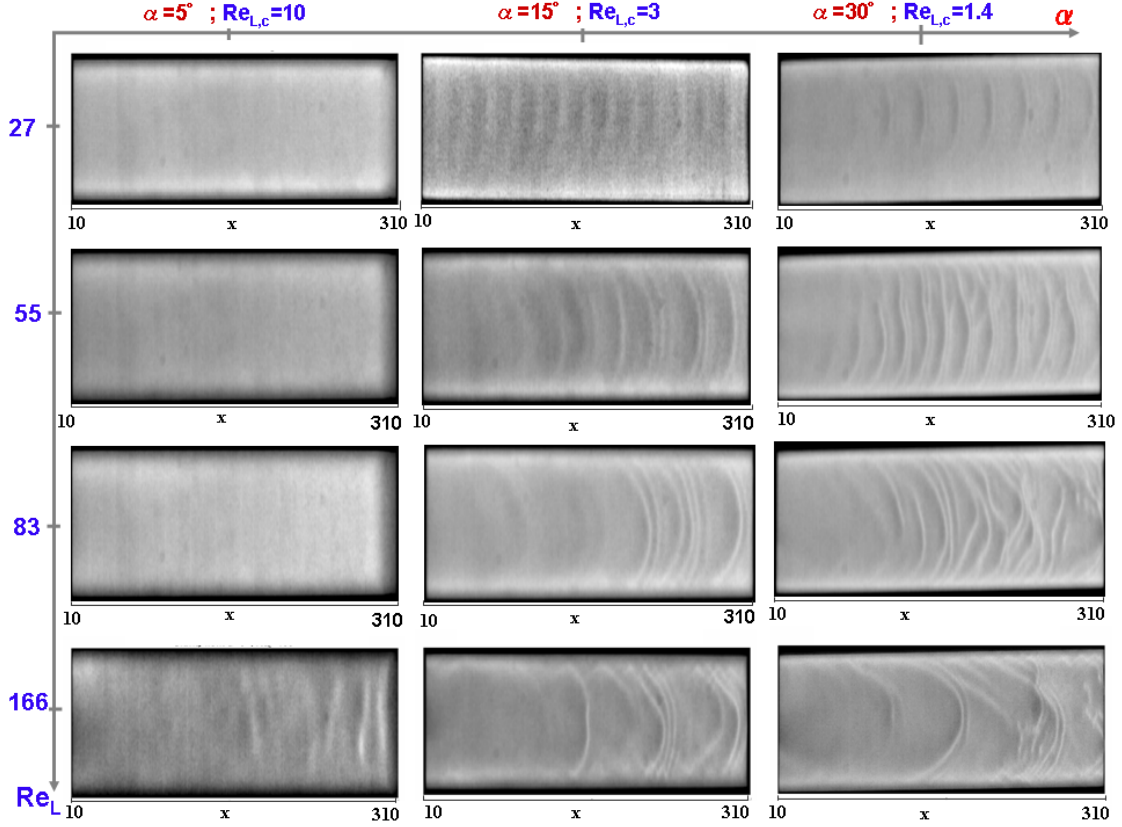


Figure II.6 – Développement des ondes de surface et évolution de l'instabilité avec α et Re_L : Plus Re_L et α augmentent, plus les ondes sont marquées. $Re_{L,C}$ sur l'axe α indique la valeur du nombre de Reynolds d'initiation des ondes qui dépend de α .

film.

Nous observons systématiquement des ondes dans la gamme de nos paramètres expérimentaux ; l'amplitude de ces ondes étant plus élevée que le nombre de Reynolds est élevé. Ceci est bien en accord avec l'analyse de stabilité de Benjamin [5] qui stipule que l'écoulement est instable si :

$$Re_L \succ Re_{L,C} = \frac{5}{6} \cot \alpha \quad (\text{II.4})$$

En effet, la valeur minimum de notre plage de nombre de Reynolds est $Re_L = 27$ qui est bien supérieure à la valeur critique pour chaque inclinaison. Cependant, du fait de l'amplification des ondes avec Re_L , et l'inclinaison α nous constatons qu'à 5° , et pour de faible valeur de Re_L , les ondes sont de très faible amplitude et

nécessitent une plus longue distance pour se développer. La longueur d'établissement est en effet proportionnelle à l'épaisseur de film et au nombre de Reynolds ($l_e \propto h \cdot Re_L$). À débit donné, nous attendons des films plus épais à 5° qu'à 30° sur toute la plage de Re_L

2.2 Régime d'écoulement et ondes

– Écoulement du film

En ce qui concerne le régime de l'écoulement, la plage de Re_L utilisée dans cette étude (27 - 300) étant intermédiaire, l'écoulement devrait être transitoire. Cependant, l'action cumulée de la turbulence de l'écoulement du liquide et du développement de l'instabilité avec le nombre de Reynolds imposent un passage par plusieurs régimes intermédiaires entre les régimes "laminaire lisse" et "turbulent ondulé".

Les travaux de Portalski [22] stipulent que pour $Re_L \prec Re_{L,C}$, l'écoulement du film est laminaire et stable ; pour $Re_{L,C} \prec Re_L \prec 100$, l'écoulement est pseudo-laminaire. Pour $100 \prec Re_L \prec 300$, l'écoulement est transitoire et devient turbulent à partir de $Re_L \succ 300$. Ceci suppose que l'écoulement dans notre plage de Re_L serait pseudo-laminaire et transitoire. En revanche nous observons dans toutes nos mesures un régime singulier entre les régimes laminaire et pseudo-laminaire de Portalski (figure II.6). La figure II.6 montre qu'à $Re_L = 27$ les ondulations sont régulières alors qu'à partir de $Re_L = 55$ les structures des ondes paraissent forment perturbées. Le profil d'épaisseur de l'écoulement à $Re_L = 27$ se distingue ainsi des autres (figure II.8). Le passage à des profils plus perturbés se fait de manière progressive. Ces observations suggèrent qu'un régime laminaire ondulé de l'écoulement du film liquide dans la gamme $Re_{L,C} \prec Re_L \prec 55$ précède un régime pseudo-laminaire dans la gamme $55 \prec Re_L \prec 100$.

Remarquons que $Re_{L,C} = \frac{5}{6} \cot \alpha$ diminue avec l'inclinaison. Au voisinage de $\alpha = 90^\circ$, l'écoulement serait donc instable pour toute valeur de Reynolds (principalement pour les liquides à fort nombre de Kapitza : $Ka \succ 2000$). Ceci est confirmé par les résultats de Drosos et al. [8] qui montrent qu'à 90° d'inclinaison, l'instabilité change de structure : on observe des ondes tridimensionnelles (figures II.7(a), II.7(b)).

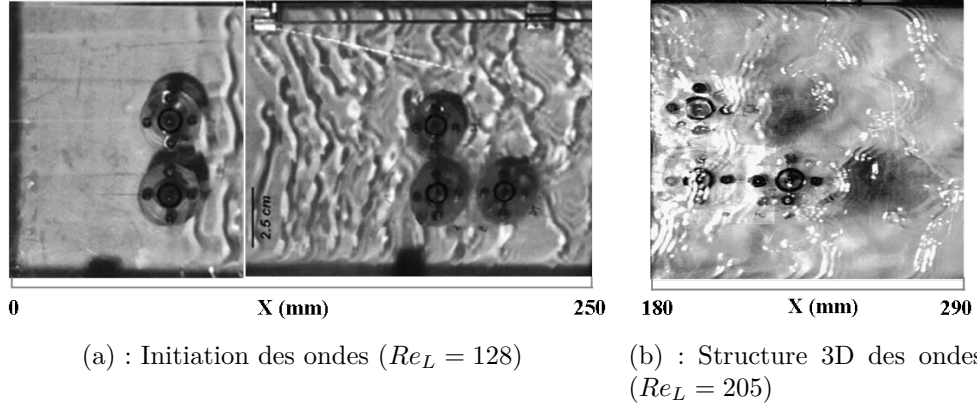


Figure II.7 – Développement d'ondes en configuration verticale du film ruisselant (Drosos et al. 2004 [8]).

– Ondes de surface

Les ondes apparaissent à partir d'une certaine distance du point d'injection de l'ordre de 100 mm. Cette observation est en accord avec celles de Takahama et al. [26] pour de grands nombres de Reynolds et Drosos et al. [8] dans une plage intermédiaire de Re_L . Cependant, nous observons que pour $Re_{L,C} \prec Re_L \prec 55$, les ondes se développent de manière régulière à partir du point d'injection en gardant la même amplitude moyenne tout le long du canal d'écoulement (figure II.8). Lorsque $Re_L \geq 55$ les ondes sont fortement perturbées même si on peut définir une longueur d'onde moyenne.

Le tracé des spectres de densité de puissance (PSD) en figure II.9 confirme bien l'analyse des profils d'épaisseur et des observations visuelles. Les spectres de puissances sont tracés en faisant une transformée de Fourier spatiale sur un profil longitudinal obtenu en ajoutant bout à bout plusieurs profils longitudinaux à différents intervalles de temps et d'espace afin d'amplifier la résolution des spectres.

Le spectre à $Re_L = 27$ présente un seul pic au voisinage de $\lambda = 23$ mm. Aux autres valeurs de Re_L , nous observons un spectre beaucoup plus large avec une longueur d'onde de l'ordre de quelques dizaines de millimètres. Celle-ci (la longueur d'onde λ) est liée à la vitesse des ondes par leur fréquence $f = C/\lambda$. Cette valeur correspond bien aux observations en configuration verticale de Drosos et al. [8] à Re_L intermédiaire et Takahama et al. [26] à grand Re_L . En effet, en tenant

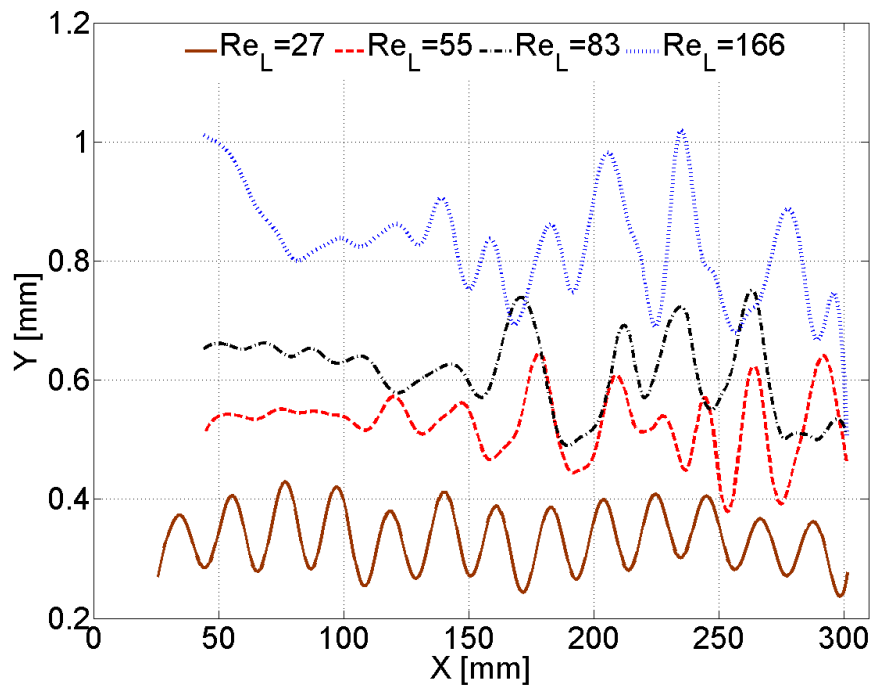


Figure II.8 – Profils longitudinaux d'épaisseur de film liquide à Re_L intermédiaires pour $\alpha = 15^\circ$: *L'amplitude des ondes et leurs dispersion croît avec Re_L .*

compte des vitesses d'ondes que nous présentons dans l'analyse quantitative, nous obtenons une fréquence des ondes au tour de 10 Hz . Cette valeur de la fréquence correspond à la fréquence caractéristique des ondes de gravité dans une plage de Reynolds intermédiaire [8, 26].

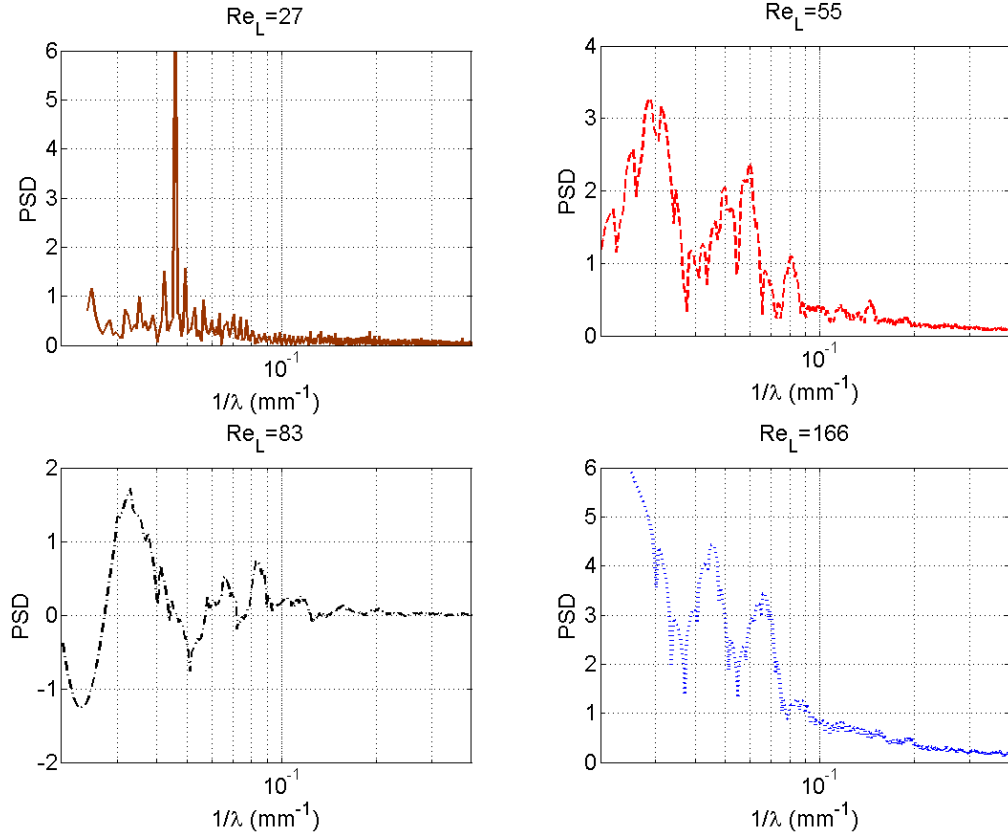


Figure II.9 – Densité de puissance spectrale (PDS) d'épaisseur de film liquide représentée en fonction des fréquences spatiales : $Re_L \alpha = 15^\circ$

Enfin, en ajoutant du SDS à notre solution liquide à 15° d'inclinaison, nous constatons que les ondes de surface s'atténuent complètement. Cet effet paraît contra-intuitif car on s'attend à voir une interface fortement perturbée à faible tension de surface (la tension de surface passe de $\gamma = 72\text{mN.m}^{-1}$ à $\gamma = 43\text{mN.m}^{-1}$). En effet, les résultats théoriques d'Ozgen et al. (1998) [18] stipulent que l'abaissement de la tension de surface favorise l'amplification des faibles longueurs d'ondes (les ondes capillaires) pendant que son augmentation favorise celle des grandes

longueurs d'ondes (les ondes de gravité).

L'utilisation de tensio-actif pour atténuer les ondes du film ruisselant fut utilisée dans des travaux antérieurs [22]. Cette observation est à rapprocher de la technique des pêcheurs de l'antiquité qui versaient de l'huile sur la mer pour en lisser la surface (et localiser les poissons). Cet effet apparaît lié à une élasticité de surface produite par les tensio-actifs [3]. Par ailleurs, remarquons que pour $\gamma = 43 \text{ mN.m}^{-1}$, $Ka \approx 2000$; la solution d'eau savonneuse ($\text{H}_2\text{O} + \text{SDS}$ à 1.7 g.l^{-1}) se déstabilise peu comme les liquides à faibles nombres de Kapitza.

3 Analyse quantitative

3.1 Écoulement moyen

En écoulement laminaire (faible Re_L), Nusselt [17] suppose un équilibre entre la gravité et la viscosité pour décrire l'écoulement (écoulement de Poiseuille piloté par la gravité). Ainsi, l'épaisseur h_{Nu} et la vitesse moyenne u_L du film liquide correspondante sont définies par :

$$h_{Nu} = \left(\frac{3\nu^2}{g \sin \alpha} \right)^{1/3} \cdot Re_L^{1/3} \quad (\text{II.5})$$

$$u_L = \left(\frac{\nu g \sin \alpha}{3} \right)^{1/3} \cdot Re_L^{2/3} \quad (\text{II.6})$$

Des études sur la vitesse moyenne du film [23] ont montré qu'au delà du régime laminaire lisse ($Re_L \succ Re_{L,C}$), le profil de vitesse dans le film gardait une forme parabolique et que le rapport entre la vitesse d'interface et la vitesse moyenne du film était approximativement 3/2. Cependant, plus le nombre de Reynolds augmente, plus l'écoulement est instable et les ondes solitaires.

Cependant, aucune relation n'est tirée analytiquement pour décrire la variation de h en fonction de Re_L à nombre de Reynolds intermédiaire. En écoulement de film liquide turbulent ($Re_L \succ 300$), Takahama et al. [26] proposent une relation empirique en modifiant les facteurs numériques dans les expressions de Nusselt.

Dans notre étude, l'épaisseur moyenne de film liquide h_{avg} est estimée en faisant

une moyenne spatiale entre 100 *mm* et 300 *mm* du point d'injection sur un profil longitudinal. Cette moyenne spatiale, est elle même moyennée au cours du temps sur 2000 profils enregistrées à 500 *Hz* pour différentes valeurs de Re_L et d'inclinaison α . La fluctuation d'épaisseur du film est également calculée de manière analogue sur l'axe longitudinal du canal d'écoulement. La figure II.10(a) montre la variation, de l'épaisseur de film liquide en fonction de Re_L et de α .

Comme attendu, l'épaisseur croît avec le nombre de Reynolds et décroît avec l'inclinaison de plaque. Les barres d'erreur sur la mesure de l'épaisseur représentent les fluctuations d'épaisseur dues au développement des ondes. On peut remarquer que celles-ci augmentent avec le nombre de Reynolds.

Sur la figure II.10(a), nous avons superposé des mesures de Drosos et al. [8] à 90° d'inclinaison dans une plage de Re_L équivalente. Ces mesures restent bien en accord avec le fait que plus l'angle augmente, plus le film s'amincit. En revanche, la présence de tensio-actif dans l'eau s'accompagne d'une baisse d'épaisseur de film par rapport aux mesures sans SDS dans des conditions équivalentes, en plus d'anéantir les ondes (ce qui se remarque ici par des barres de fluctuations quasi-nulles). Finalement, en prenant en compte les travaux antérieurs [8, 17, 26], nous obtenons les comportements suivants :

- Pour de faibles Reynolds (écoulement laminaire : $Re_L \sim 1$) [17], l'écoulement est lisse, l'épaisseur croît avec le nombre de Reynolds et est en accord avec les prédictions de Nusselt ;
- Pour de grands Reynolds liquides (écoulement turbulent : $Re_L \succeq 300$) [26], l'écoulement est fortement perturbé à partir d'un certain nombre de Reynolds ; l'épaisseur de film liquide est prédite en modifiant empiriquement le coefficient et l'exposant de Re_L sur la loi de Nusselt ;
- Pour des Reynolds liquides intermédiaires (écoulements transitoires : $Re_{L,C} \preceq Re_L \preceq 300$), l'écoulement liquide présente des ondes à partir d'un certain nombre de Reynolds $Re_{L,C}$ qui dépend de l'inclinaison de la plaque. Plus l'inclinaison de la plaque augmente, plus ces ondes se développent rapidement. La présence des ondes amplifient localement l'épaisseur et comme

l'amplitude des ondes augmentent avec Re_L , l'épaisseur de liquide devrait donc varier en fonction du débit injecté et de l'inclinaison de la plaque.

En comparant l'épaisseur mesurée à sa valeur prédite par Nusselt (figure II.10(b)), nous trouvons que le film d'eau est plus épais que prévu $h_{avg} \approx 1.7h_{Nu}$ le préfacteur dépend légèrement de l'angle d'inclinaison α . En revanche, les mesures d'épaisseur de films réalisées (en conditions analogues) par Drosos et al. [8] montrent des films largement moins épais que la valeur équivalente de Nusselt : $h_{avg} \approx 0.5h_{Nu}$. Il en est de même pour la solution de SDS. Ce dernier effet paraît contra-intuitif car en général, la présence de tensio-actif tend à "rigidifier" l'interface ce qui conduit à un effet épaississant. [4].

Afin de prendre en compte la dépendance du facteur correctif de la loi de Nusselt, nous avons expérimentalement trouvé qu'en remplaçant Re_L par $Re_L / \tan \alpha$ dans la relation de Nusselt, les différentes données convergent vers une même courbe maîtresse (figure II.11). Nous n'avons cependant pas de justification théorique à ce résultat expérimental. Il serait d'ailleurs intéressant de vérifier si ce résultat reste valable pour des angles plus élevés.

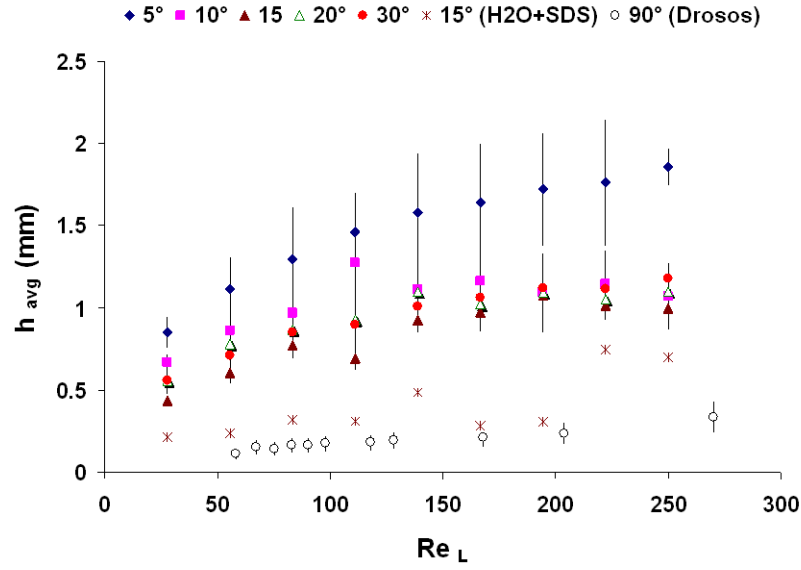
En conclusion, nous trouvons que l'épaisseur moyenne est donnée par la relation :

$$h_{avg} = a \cdot \left(\frac{3\nu^2}{g \sin \alpha} \right)^{1/3} (Re_L / \tan \alpha)^{1/3} \quad (\text{II.7})$$

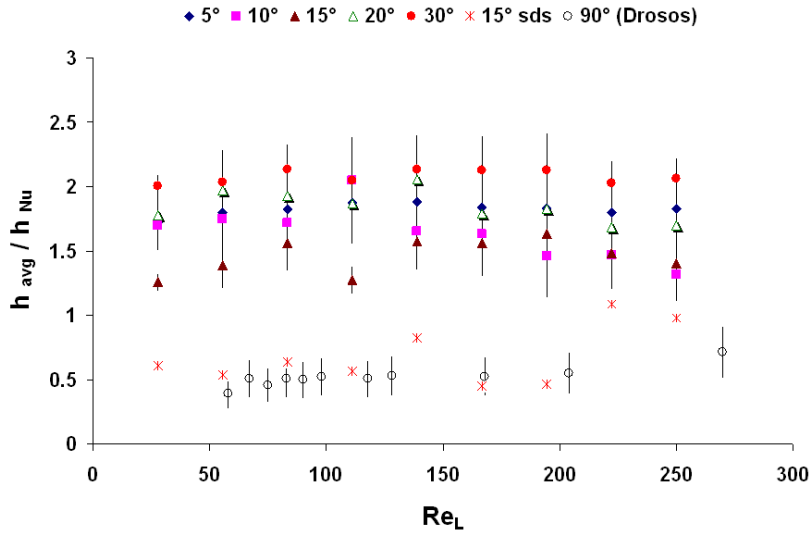
où le préfacteur a vaut $a = 0.12 \cdot (6/5)^{1/3}$ pour l'eau ($Ka = 4025$) et $a = 0.06 \cdot (6/5)^{1/3}$ pour la solution de SDS ($Ka = 1983$).

3.2 Dynamique des ondes

La mesure dynamique d'épaisseur de film permet une analyse globale de la dynamique des ondes. En particulier, le tracé des diagrammes spatio-temporels de l'écoulement du film liquide (II.12) est réalisé par suivi de la variation du profil longitudinal sur l'axe central du canal au cours du temps. Sur chaque diagramme spatio-temporel, l'axe des abscisses représente la position le long du canal alors que l'axe des ordonnées représente le temps d'acquisition et la barre de couleurs exprime l'épaisseur du film. Ainsi, la pente des structures diagonales exprime la



(a) Evolution de h_{avg} avec Re_L pour différentes valeurs de α



(b) Evolution de h_{avg}/h_{Nu} avec Re_L pour différentes valeurs de α

Figure II.10 – Epaisseur moyenne du film liquide : Les barres d'erreur représentent les fluctuations d'épaisseur à l'interface. La courbe "15°sds" montre également l'effet du SDS sur la variation de l'épaisseur avec Re_L .

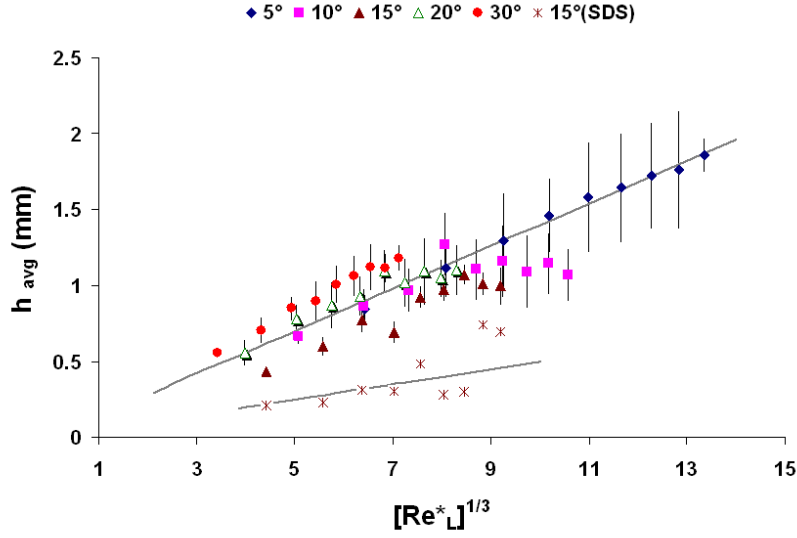


Figure II.11 – Evolution de h_{avg} avec $(Re_L^*)^{1/3}$

vitesse des ondes ($C = \Delta X / \Delta t$).

Nous pouvons remarquer que l'uniformité de l'écoulement à $Re_L = 27$ se manifeste par la régularité des structures diagonales. Lorsque Re_L devient supérieur ou égal à 55, nous constatons que les structures diagonales sont de moins en moins régulières. Les ondes ont tendance à ralentir légèrement en fin de course et sont rattrapées par celles qui les précèdent.

La vitesse des ondes est mesurée le long de l'axe longitudinal entre $X = 100 \text{ mm}$ et $X = 300 \text{ mm}$ en suivant le déplacement des ondes. La faible variation de vitesse d'onde le long de l'axe longitudinal due à la décélération des ondes ou à leur coalescence est d'une manière globale inférieure à 10%. La variation de la vitesse des ondes en fonction du nombre de Reynolds et de l'inclinaison α est représentée en figure II.13. Nous avons également représenté les mesures avec la solution de SDS et les mesures de Drosos à 90° . Les courbes d'ajustement des points de mesures suivant α sont tracées à partir de l'analyse d'Anshus [2] selon laquelle, la vitesse des ondes serait définie par :

$$\frac{C}{u_L} - 3/2 \propto Re_L^{-2/3} \cdot f(Ka) \quad (\text{II.8})$$

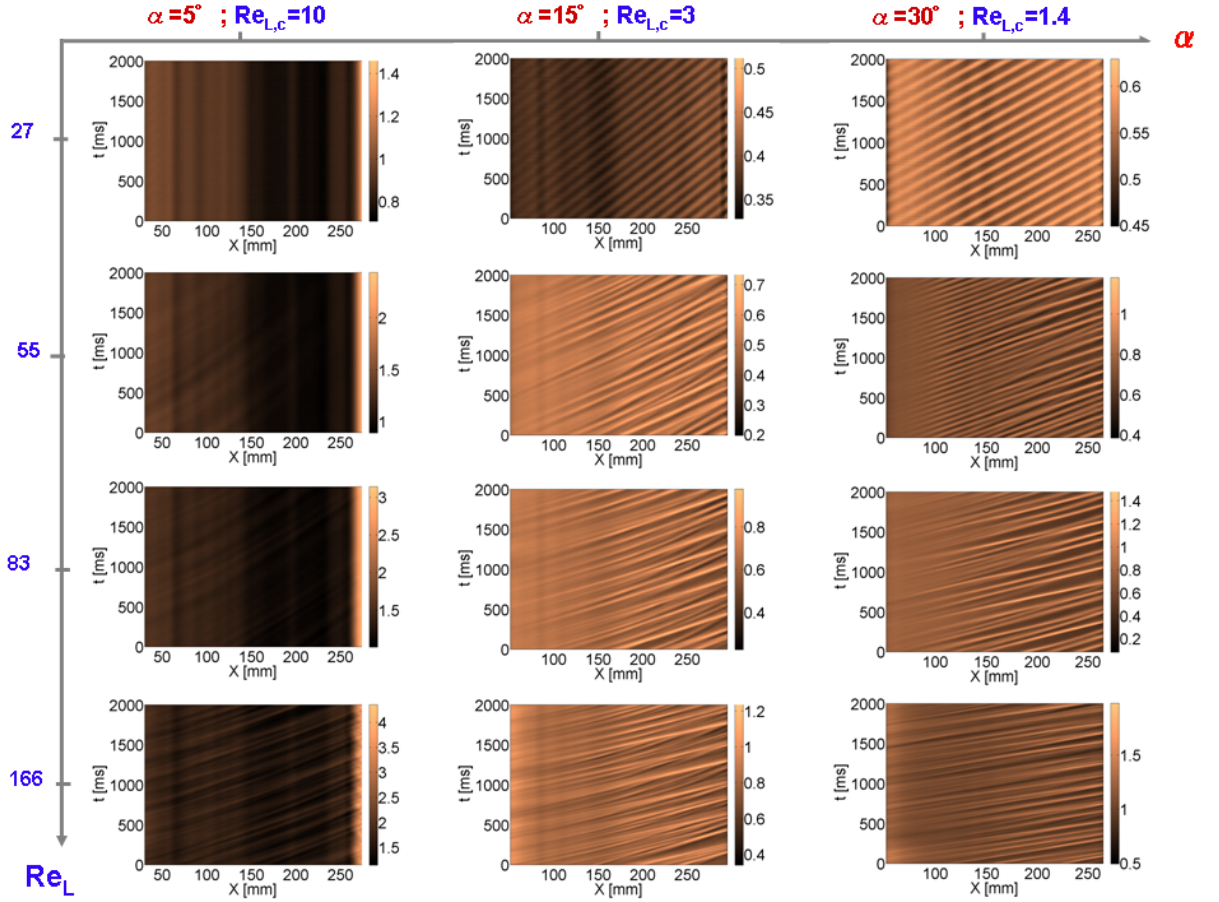


Figure II.12 – Diagrammes spatio-temporels de la dynamique du film liquide : *évolution au cours du temps du profil longitudinal d'épaisseur de liquide au centre du canal.*

où u_L est la vitesse moyenne du liquide et $f(Ka)$ est une dépendance de la vitesse des ondes avec le nombre de Kapitza.

Dans nos expériences, la vitesse des ondes croît effectivement avec le nombre de Reynolds comme prévu par Anshus et les ondes sont enfin d'autant plus rapides que la plaque est inclinée. On note également une faible dépendance entre la vitesse des ondes et la tension de surface du liquide comme prévu par Anshus $\left(\frac{C}{u_L} \propto Ka^{2/11}\right)$.

Par ailleurs, la hiérarchisation des courbes $C = f(Re_L)$ suivant l'inclinaison α n'est pas vérifiée lorsque $\alpha = 90^\circ$. Ceci confirme donc la singularité de l'écoulement en configuration verticale. Cependant, cette hiérarchisation des courbes en α suppose donc une influence du paramètre caractéristique des ondes ($Re_{L,C}$) dans la théorie d'Anshus.

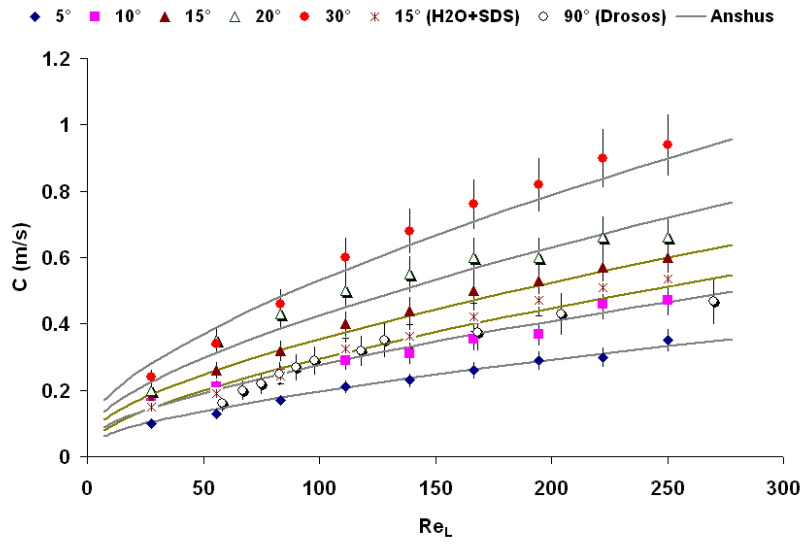


Figure II.13 – Evolution de la vitesse des ondes C en fonction de Re_L : Les barres d'erreur représentent la variation maximum de vitesse le long du canal, les lignes continues représentent à chaque inclinaison un ajustement avec la relation d'Anshus.

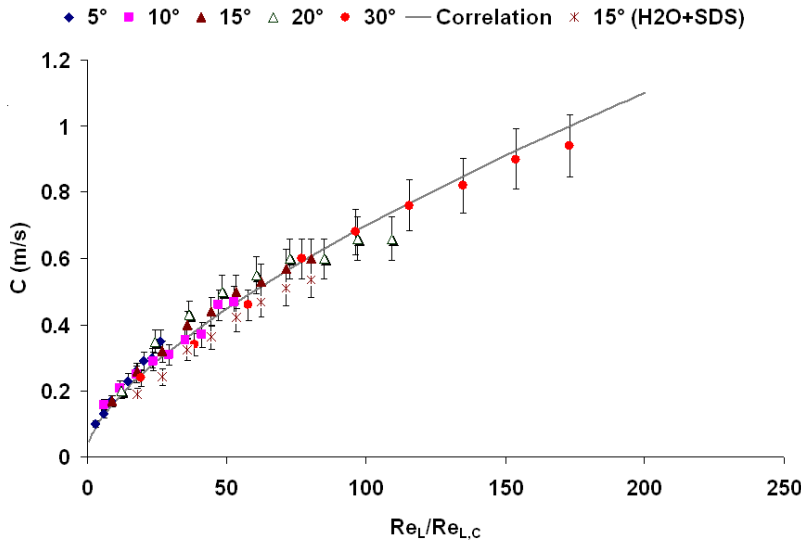


Figure II.14 – Evolution de la vitesse des ondes C en fonction de $\overline{Re}_L$: La courbe maîtresse représente la corrélation de la relation d'Anshus [2] : $\frac{C}{u_L} - 3/2 \propto Re_L^{-2/3} \cdot Ka^{2/11}$

En effet, en suivant la dynamique des ondes en fonction d'un nombre de Reynolds normalisé par le nombre de Reynolds critique d'initiation des ondes ($\overline{Re}_L = Re_L / Re_{L,C}$), on a une superposition de toutes les courbes sur une courbe maîtresse (figure II.14). La relation (II.8) se généralise alors comme suit :

$$C = \left(\frac{9}{8} \nu g \sin \alpha \right)^{1/3} \left[\overline{Re}_L^{-2/3} + Ka^{2/11} \right] \quad (\text{II.9})$$

Cette dernière relation fait donc le lien entre les travaux théoriques de Benjamin [5] et d'Anshus [2].

En effet, la relation d'Anshus stipule que la vitesse des ondes en plus d'être proportionnelle à la vitesse moyenne du film [17, 23], subit une influence de la tension de surface (nombre de Kapitza). Nous montrons que cette vitesse subit également l'influence de l'inclinaison de la plaque. Les résultats expérimentaux suggèrent que le coefficient de proportionnalité de la relation (II.8) est 1 lorsque le nombre de Reynolds Re_L est remplacé par un nombre de Reynolds normalisé par rapport à l'inclinaison de la plaque $\overline{Re}_L = Re_L / Re_{L,C}$.

Conclusion

Cette première partie du travail basée sur l'étude du film liquide en écoulement par gravité nous a permis de mettre en place et de valider la technique de mesure utilisée ainsi que le dispositif expérimental. La technique de mesure étant assez intéressante de part sa mise en oeuvre, notons qu'elle présente des limites dues à la fréquence propre de la feuille électroluminescente qui peut perturber la visualisation des phénomènes autour de 100 Hz.

Par ailleurs, cette première partie nous a également conduit à l'étude de l'effet d'inclinaison du plan de ruissellement sur la dynamique du film liquide. La configuration en écoulement vertical du film qui a été largement étudiée antérieurement apparaît comme une configuration singulière du fait de son instabilité (développement d'ondes tridimensionnelles quel que soit le nombre de Reynolds). Ceci reste valable tant que le liquide du film est un liquide à grand nombre de Kapitza ($Ka \succ 2000$).

En mettant en liaison sur une plage de Re_L intermédiaire et pour tous $\alpha \neq 0$ les travaux de Nusselt (sur le film liquide non perturbé), les théories de Benjamin (sur l'initiation des ondes) et d'Anshus (sur leur dynamique) ; nous avons montré que l'inclinaison de la plaque a une influence pertinente sur la description de la variation de l'épaisseur du film et de la vitesse des ondes. Cet effet d'inclinaison de la plaque est lié au seuil d'initiation des ondes de surface et peut s'exprimer en fonction du nombre de Reynolds critique d'initiation des ondes.

En outre, nous avons également montré que malgré l'aspect solitaire des ondes sur le film liquide, les ondes pouvaient se développer de manière régulière pour certains nombres de Reynolds relativement faibles, tant que l'injection du liquide est faite de manière uniforme. Dans ce cas particulier, les ondes se développent dès le point d'injection. Dans le cas général, les ondes sont solitaires et s'initialisent à partir d'environ 100 *mm* du point d'injection.

Les caractéristiques principales de l'écoulement par gravité étant connues, nous pouvons à présent imposer un cisaillement d'air sur le film liquide. Ceci fait l'objet du chapitre suivant.

Références Bibliographiques : B.2

- [1] K. ARGYRIADI, K. SERIFI, AND V. BONTZOZOGLOU. *Nonlinear dynamics of inclined films under low-frequency forcing*. Phys. Fluids **16**, 2457 (2004). [37](#)
- [2] B. E. ANSHUS. *On the Asymptotic Solution to the Falling Film Stability Problem*. Ind. Eng. Chem. Fundam. **11**, No. 4 (1972). [36](#), [50](#), [52](#), [53](#)
- [3] F. BEHROOZI, B. LAMBERT, AND B. BUHROW. *Direct measurement of the attenuation of capillary waves by laser interferometry : Noncontact determination of viscosity*. Appl. Phys. Lett. **78**, 16 (2001). [46](#)
- [4] P. BEHROOZI, K. CORDRAY, W. GRIFFIN, AND F. BEHROOZI. *The calming effect of oil on water*. Am. Phys. **75**, 5 (2007). [48](#)
- [5] T. BROOKE BENJAMIN. *Wave formation in laminar flow down an inclined plane*. J. Fluid Mech. **11**, 554-574 (1957). [35](#), [42](#), [53](#)
- [6] K. J. CHU, AND A.E. DUKLER. *Statistical characteristics of thin, wavy films : part II. Studies of substrate and its wave structure*. A.I.Ch.E. **20**, 695-706 (1974).
- [7] FABIO S. DE OLIVEIRA, JURANDIR I. YANAGIHARA, AND ANTONIO PACIFICO. *Film thickness and wave velocity measurement using Reflected Laser Intensity*. ABCM 30 Vol. **XXVIII**, n°1 (2006).
- [8] E.I.P. DROSOS, S.V. PARAS, AND A.J. KARABELAS. *Characteristics of developing free falling films at intermediate Reynolds and high Kapiza numbers*. Int. J. Multiphase Flow **30**, No. 4 (2004). [37](#), [43](#), [44](#), [47](#), [48](#)

- [9] LAWRENCE W. EVERS, AND KENNETH J. JACKSON. *Liquid film thickness measurements by means of internally reflected light*. SAE International , 950002 (1995).
- [10] HEWITT G. F., G. B. WALLIS. *Flooding and associated phenomena in falling film flow in a vertical tube*. AERE-R4042. ASME Multiphase Flow Symposium, Philadelphia (1963).
- [11] CARLOS HIDROVO, AND DOUGLAS HART. *Dual emission laser induced fluorescence technique (DELIF) for oil film thickness and temperature measurement*. ASME FEDSM , 11043, (2000).
- [12] CARLOS HIDROVO, AND DOUGLAS HART. *Emission reabsorption laser induced florescence (ERLIF) film thickness measurement*. Measurement Science and Technologies **12**, 467-477 (2001).
- [13] CARLOS H. HIROVO, RICARDO R. BRAU, AND DOUGLAS P. HART. *Excitation non-linearities in emission reabsorption laser-induced fluorescence techniques*. APPLIED OPTICS **43**, n°4 (2004).
- [14] P.L. KAPITZA AND S.P. KAPITZA. Zh. Eksp. Teor. Fiz. **19**, 105 (1949). [36](#)
- [15] T.D. KARAPANTSIOS, A.J. KARABELAS. *Longitudinal characteristics of wavy falling films*. Int. J. Multiphase Flow **21**, 119-127 (1995). [37](#)
- [16] NOHYU KIM. *Real time measurement of thin for end-point detector (EPD) of 12-inch etcher using the white light interferometry*. Microsyst Technol **11**, 958-964 (2005).
- [17] W. NUSSELT. . Z. ver. dtsch. Zng. **60**, 541 (1916). [35](#), [47](#), [53](#)
- [18] S. OZGEN, G. DEGREZ AND G. S.R. SARMA. *Two-fluid boundary layer stability*. Physics of Fluids **10**, 2747-2756 (1998). [46](#)
- [19] T. PODGORSKI, J.M. FESSELLES, AND L. LIMAT. *Dry arches within flowing films*. Physics Of Fluids **11**, 845-852 (1999).
- [20] E. RIO. *Gouttes, Flaques, et Arches sèches : Des lignes de contact en présence d'écoulement*. PhD thesis, Paris VI , (2005).
- [21] E. RIO, A. DAÈRR, L. LIMAT. *Probing with a laser sheet the contact angle distribution along a contact line*. J. of Colloid and interface Science **269**, 264-170 (2004).

- [22] S. PORTALSKI. *Studies of falling liquid film flow : Film thickness on a smooth vertical plate*. Chemical Engineering Science **18**, 787-804 (1963). [37](#), [43](#), [46](#)
- [23] S. PORTALSKI. *Velocities in film flow of liquids on vertical plates*. Chemical Engineering Science **19**, 575-582 (1964). [47](#), [53](#)
- [24] S. PORTALSKI, A.J. CLEGG. *An experimental study of wave inception on falling liquid films*. Chemical Engineering Science **27**, 1257-1275 (1972). [37](#)
- [25] S. R. TAILBY, AND S. PORTALSKI. *Wave inception on a liquid film flowing down a hydrodynamically smooth plate*. Chemical Engineering Science **17**, 283-290 (1962).
- [26] H. TAKAHAMA, AND S. KATO. *Longitudinal flow characteristics of vertically falling liquid films without concurrent gas flow*. Int. J. Multiphase Flow **6**, 203-215 (1980). [37](#), [40](#), [44](#), [47](#), [48](#)
- [27] YIH S.C.. *Stability of liquid flow down an inclined plane*. Phys. Fluids **6**, 321-334 (1963). [35](#)
- [28] D. WANG, H. ZHANG, Y. YANG, AND Y. ZHANG. *Ultra thin thickness and spacing measurement by interferometry and correction method*. SPIE **2542**, 119-135 (2005).

Chapitre III

Films liquides en gravité et cisaillement

Introduction

Après l'étude du film liquide s'écoulant par gravité, nous ajoutons à présent un cisaillement aéraulique au ruissellement du film liquide comme schématisée sur la figure III.1(a). Dans un premier temps, nous proposons de nous intéresser à la configuration sans gravité ($\alpha = 0$), avant de nous attaquer au cas mixte gravité/cisaillement aéraulique.

Contrairement à la configuration précédente de drainage du film liquide par gravité, la configuration en cisaillement a fait l'objet de peu de travaux. En configuration horizontale d'écoulement du film liquide, l'effet du cisaillement a été étudié expérimentalement et théoriquement par Craik (1982,1968) [7, 8] et Craik et al. (1971) [14]. Ces travaux montrent qu'une instabilité de l'interface gaz-liquide se développe quelle que soit la vitesse du gaz et que les ondes à la surface du liquide sont assez prononcées lorsque le film liquide est suffisamment mince. Il en résulte également que la contamination du liquide (par un tensio-actif par exemple) favorise la stabilité du liquide du fait de l'augmentation des dissipations visqueuses à l'interface gaz-liquide. Cette contamination amplifie les courtes longueurs d'ondes à bas nombres de Reynolds à cause de l'élasticité de l'interface. Les travaux expérimentaux d'Ozgen et al.(1998,2002) [15, 16] montrent également qu'à bas nombre de Reynolds, les ondes se propagent de manière régulière et que la dynamique de l'écoulement est contrôlée par la viscosité et la densité des deux fluides. En géométrie cylindrique, Badie et al.(2000) [3], puis Rodriguez et al.(2004) [13] notent un important phénomène d'arrachement de gouttes et le développement de structures

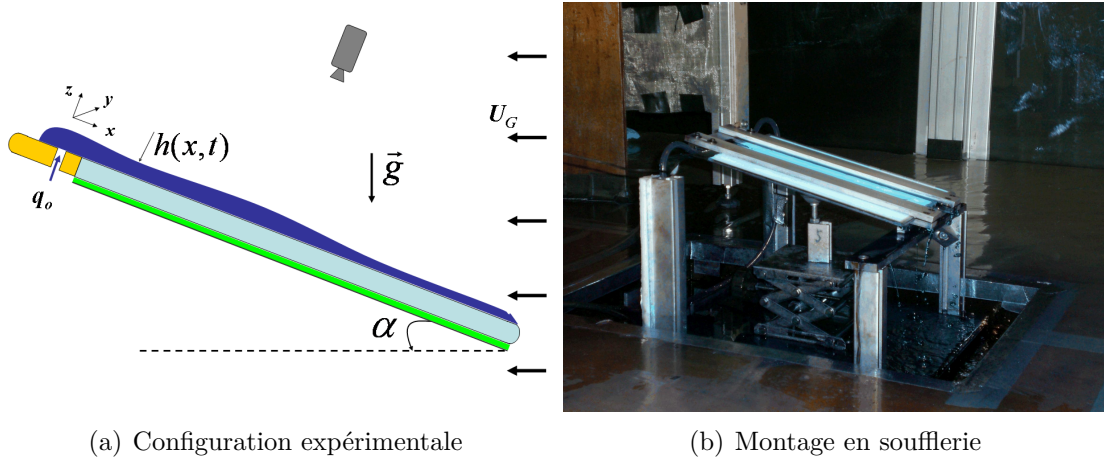


Figure III.1 – Dispositif expérimental en soufflerie : Le liquide est teinté au bleu de méthylène ; le canal d'écoulement est de longueur (L_p) et de largeur (l_p) : $L_p \times l_p \equiv 300 \text{ mm} \times 60 \text{ mm}$. La hauteur des barrettes latérales est de 10 mm.

chaotiques à l'interface liquide qui s'amplifient avec la vitesse d'air.

En géométrie cylindrique verticale, Zapke et al.(2000) [19, 20] montrent que la transition entre un régime dominé par la gravité et un régime dominé par le cisaillement est marquée par un phénomène de "flooding" ("flooding phenomena" ; figure III.2). Ce phénomène se caractérise par une accumulation locale de liquide et une amplification des phénomènes d'arrachement de liquide marquant une dualité entre les effets de cisaillement et de gravité (Régime d'équilibre). D'autres travaux [3, 9–11] se sont intéressés à l'influence de la géométrie sur le développement du flooding ; en revanche, ces travaux ne caractérisent pas précisément l'apparition de ce phénomène ainsi que la transition entre les deux régimes gravité et cisaillement.

Cette transition dépend grandement de la géométrie d'écoulement qui varie d'une application à une autre. Ainsi, plus le tube ou le canal d'essai est long [10, 11], plus il faut souffler fort pour atteindre l'équilibre ("flooding") et commencer à entraîner le liquide. La forme de l'entrée d'air ou du bord d'attaque du gaz sur le liquide a également une influence sur le développement des différents phénomènes.

En gardant une approche expérimentale identique à celle présentée au chapitre précédent, nous poursuivons l'étude par des observations que nous interprétons par une approche en loi d'échelle.

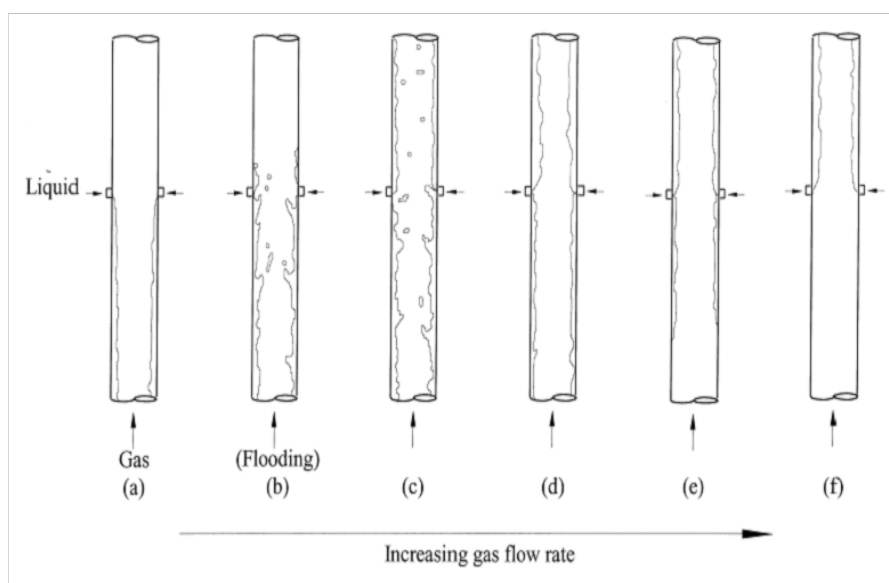


Figure III.2 – Transition de l'écoulement gaz-liquide à contre courant : *Du film liquide ruisselant et cisailé au film liquide entraîné par le cisaillement aéraulique. Cette transition est marquée par le "flooding". Zapke et al 2000 [19].*

1 Film liquide entraîné sur une plaque horizontale.

Dans cette première manipulation en condition de cisaillement aéraulique, imposons un angle nul à notre plaque. Le montage est également retourné de manière à pouvoir entraîner le liquide à partir du point d'injection (figure III.1(b)).

Comme illustré sur la figure III.1(b), le montage est introduit dans la veine d'essais d'une soufflerie de type Eiffel qui délivre un flux d'air de vitesse pouvant varier de 0 à 30 m.s^{-1} (Soufflerie Flûte de pan IAT Saint Cyr l'École)¹. La veine d'essais est de section $0.60 \text{ m} \times 0.60 \text{ m}$ et longue de 1.50 m . Elle est à $3/4$ ouverte dans un volume fermé de $1.20 \text{ m} \times 1.20 \text{ m} \times 1.50 \text{ m}$, ce qui permet d'éviter un éventuel blocage de l'écoulement d'air par le montage et d'avoir de l'espace pour l'installation du dispositif de mesure. Une grille de tranquillisation en forme de nid d'abeille est montée en aval du convergent. Elle permet d'obtenir un écoulement d'air homogène et isotrope avec un faible taux de turbulence (de l'ordre de 0.40%). Lorsque le montage est installé dans la veine, le nombre de Reynolds

1. La soufflerie Flûte de pan de l'Institut Aéro-Technique (IAT) est présentée en annexe 1

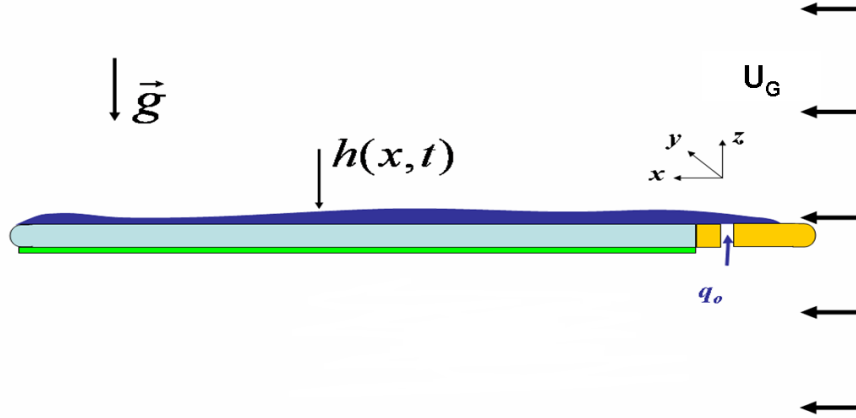


Figure III.3 – Configuration expérimentale en cisaillement à 0°

de l'écoulement d'air ($Re_G = U_G L_p / \nu_G$) est de l'ordre de 10^5 et l'épaisseur de la couche limite sur la plaque de verre est d'environ 2 cm . Les détails sur les conditions d'écoulements d'air dans tous les essais est présenté en annexe 1.

Les conditions d'injection du film liquide étant les mêmes que définies précédemment, dans toute la suite des essais, l'écoulement d'air est imposé après l'injection et l'établissement du film liquide dans le canal d'écoulement.

1.1 Observations et analyse de l'écoulement

En absence de cisaillement d'air, lorsqu'un débit liquide q_o est injecté par la fente, le liquide s'écoule de manière uniforme par étalement de part et d'autre de la ligne d'injection. L'interface liquide initialement lisse, se déstabilise progressivement avec l'augmentation de la vitesse d'air (figure III.4). Le liquide est alors progressivement entraîné dans le sens de l'écoulement d'air. La figure III.4 montre que dans cette plage de nombres de Reynolds liquide, l'interface gaz-liquide présente des ondes longitudinales solitaires. La surface du film liquide apparaît alors tridimensionnelle. Une longueur d'onde longitudinale λ semble qualitativement se dégager des structure observées. Afin d'analyser quantitativement les longueurs d'ondes, nous avons réalisé une transformée de Fourier du profil d'épaisseur de film et avons moyenné celle-ci sur plusieurs images.

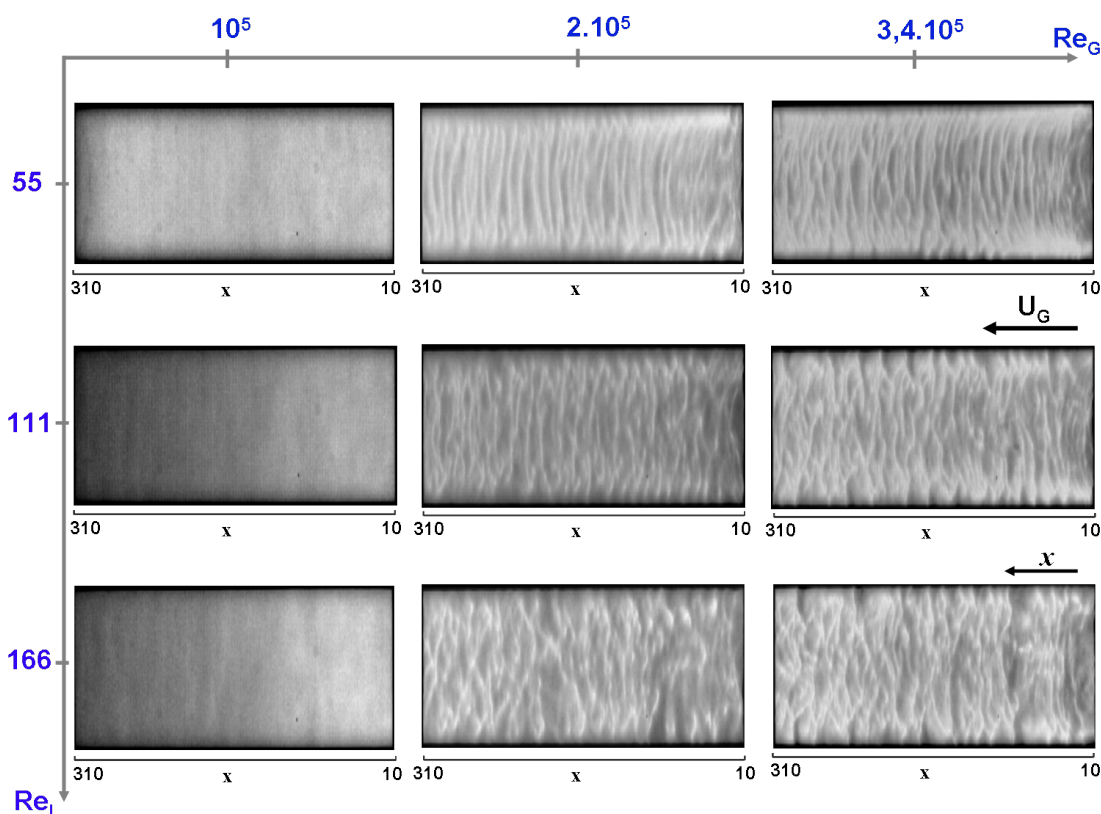
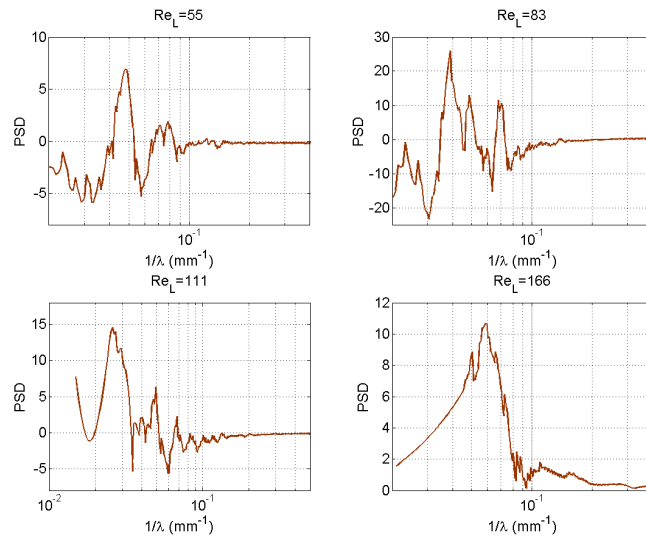
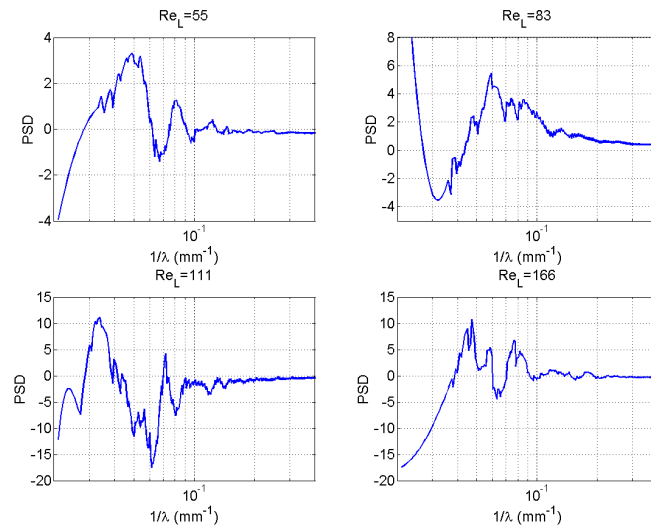


Figure III.4 – Structure de l’interface gaz-liquide pour différentes valeurs de q_o et U_G ($\alpha = 0^\circ$) : Le sens de l’écoulement d’air est indiqué sur la figure et le liquide est injecté à $x = 0$ (en mm).

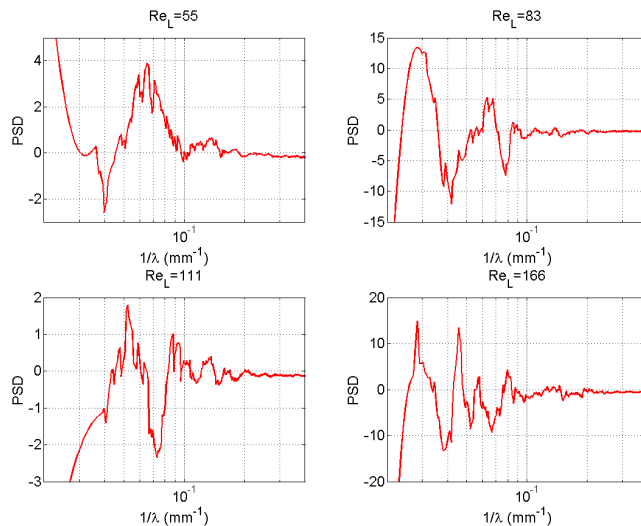
Des exemples de spectres de densité de puissance sont présentés en figures III.5(a), III.5(b) et III.5(c). Dans chacune de ces figures, à Re_G donné, nous présentons les spectres spatiaux d’épaisseur de film liquide à différentes valeurs de Re_L . Ces spectres de profil d’épaisseurs de film liquide présentent des pics à sommets assez élargis supposant ainsi une dispersion des longueurs d’ondes et fréquence principales. Dans certain cas, on observe presque deux pics pointus de longueurs d’ondes principales. Ceci est dû à l’aspect perturbé de l’interface gaz-liquide (figure III.4) du fait des structures tridimensionnelles de la surface du liquide. Cependant, nous pouvons estimer l’ordre de grandeur des longueurs d’ondes du film qui est de $\lambda \approx 15mm$ soit une fréquence d’environ 20 Hz en tenant compte de la vitesse des ondes. Ces dernières sont presque deux fois plus courtes que les ondes de gravité ($\lambda \approx 25mm$) observées précédemment.



(a) PSD à différentes valeurs de Re_L pour $Re_G = 1 \cdot 10^{-5}$



(b) PSD à différentes valeurs de Re_L pour $Re_G = 2 \cdot 10^{-5}$



(c) PSD à différentes valeurs de Re_L pour $Re_G = 3.4 \cdot 10^{-5}$

Figure III.5 – Spectre de densité de puissance (PDS) d'écoulement de film liquide à 0° d'inclinaison représenté en fréquence spatiale.

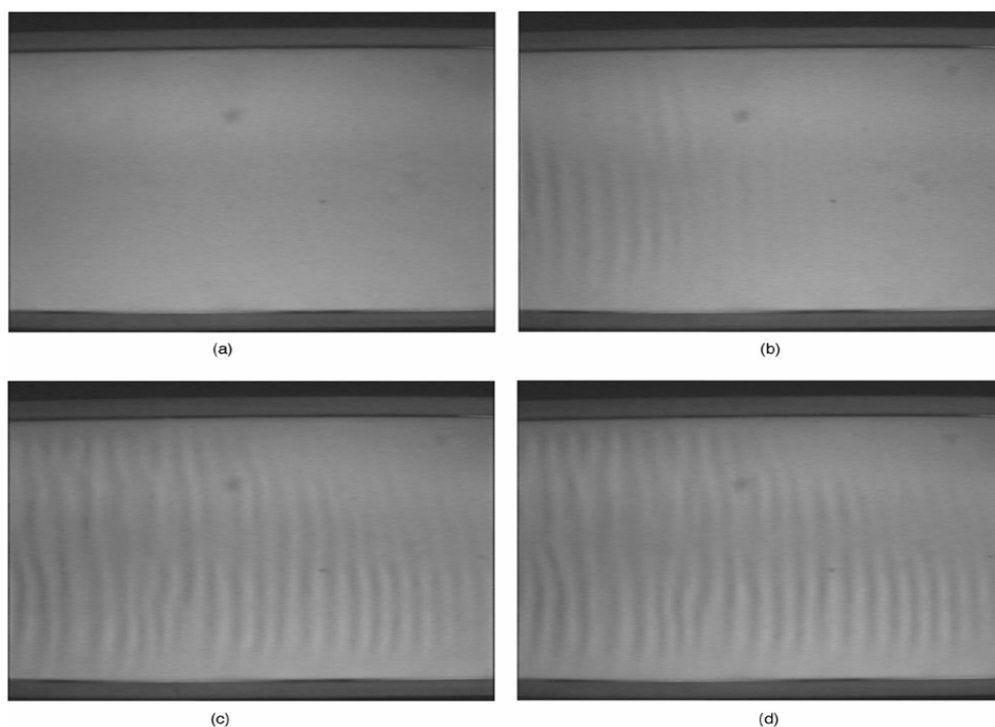


Figure III.6 – Visualisation d’écoulement à très faible nombre de Reynolds liquide (Ozgen et al. [15], $Re_L \approx 1$, $Re_G \equiv 10^5$, $\alpha = 0^\circ$) : De (a) à (c), la vitesse d’air est progressivement augmentée à partir d’une valeur nulle.

D’une manière générale, dans ces conditions d’écoulement (Re_L et Re_G relativement importants), les structures de l’interface gaz-liquide sont 3D avec des ondes longitudinales fortement perturbées de fréquence de l’ordre de 20 Hz environ. Notons qu’Ozgen et al. [15] observent des ondes bidimensionnelles quasi-périodiques dans une configuration équivalente à la notre mais à de très faibles nombres Reynolds liquide et à des nombres de Reynolds gaz du même ordre de grandeur (figure III.6). Ils utilisent en effet une huile à grande viscosité ce qui leur permet d’obtenir $Re_L \approx 1$.

En conclusion, le cisaillement provoque la formation d’ondes à l’interface. Leur amplitude croît avec Re_L et Re_G . La structure de ces ondes devient de plus en plus tridimensionnelles lorsqu’on augmente le nombre de Reynolds liquide pour des nombres de Reynolds gaz assez importants.

1.2 Analyse de l'écoulement moyen

Les mesures d'épaisseurs de film liquide et de vitesses d'ondes sont réalisées suivant le protocole précédemment défini et reportées en figures III.7(a) et III.7(b). Il apparaît logique que plus la vitesse d'air est importante, plus le film liquide s'amincit et plus la vitesse des ondes augmente. En revanche, on note une faible variation de l'épaisseur du film avec le nombre de Reynolds liquide due au fait qu'à vitesse d'air nulle, l'épaisseur de film liquide dépend des conditions d'étalement du film liquide (d'une certaine manière des limites géométriques de la zone d'écoulement).

En effet, à vitesse d'air nulle, le film s'écoule de part et d'autre de l'axe x ce qui a visiblement une influence sur l'écoulement dans la zone visualisée. De ce fait, l'épaisseur du film liquide en absence du cisaillement aéraulique est approximativement identique quel que soit le débit liquide injecté. La vitesse C des ondes quant à elle croît avec la vitesse du vent et le débit liquide injecté. La représentation de C en fonction du rapport Re_G/Re_L (figure III.8) montre clairement l'évolution des ondes sous différentes conditions de Re_L et Re_G . Essayons d'interpréter ce comportement par des arguments de loi d'échelle.

Supposons que l'écoulement dans le liquide reste laminaire. L'équilibre des contraintes tangentielles donne :

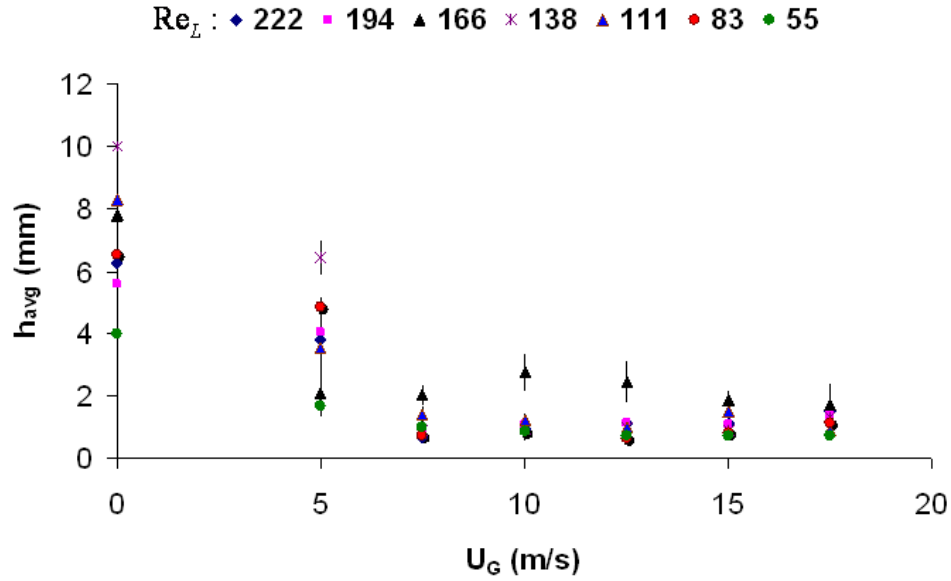
$$\rho_L \nu_L \frac{u_L}{h} \sim \rho_G U_G^2 \quad (\text{III.1})$$

En considérant le débit liquide linéique : $q = q_o/l_p = u_L \cdot h = Re_L \nu_L$, nous obtenons :

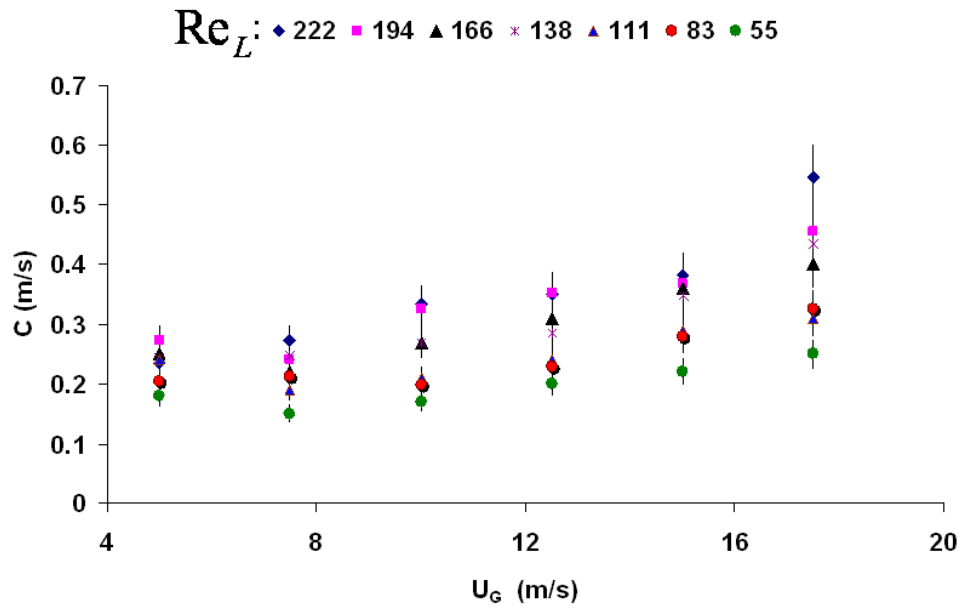
$$h^2 \sim \frac{\rho_L}{\rho_G} \cdot \frac{q}{U_G^2} \cdot \nu_L \quad (\text{III.2})$$

Comme énoncé plus haut, l'instabilité de l'écoulement et la tendance tridimensionnelle des ondes croissent principalement avec le nombre de Reynolds liquide (viscosité et débit liquide) ; nous définissons donc une viscosité effective ($\nu_{e,L}$) qui dépend de la plage de Re_L :

$$\begin{cases} \nu_{e,L} \sim \nu_L & Re_L \approx 1 \\ \nu_{e,L} \sim u_L \cdot h = q & Re_L \gg 1 \end{cases} \quad (\text{III.3})$$



(a) Epaisseur moyenne de film liquide h_{avg} en fonction de U_G



(b) Vitesse d'ondes C en fonction de U_G

Figure III.7 – Caractéristiques de l'écoulement moyen en fonction des paramètres imposés (U_G et q_o) : Les barres d'erreur en h_{avg} et C représentent les variations d'épaisseur et de vitesse d'ondes suivant la direction longitudinale.

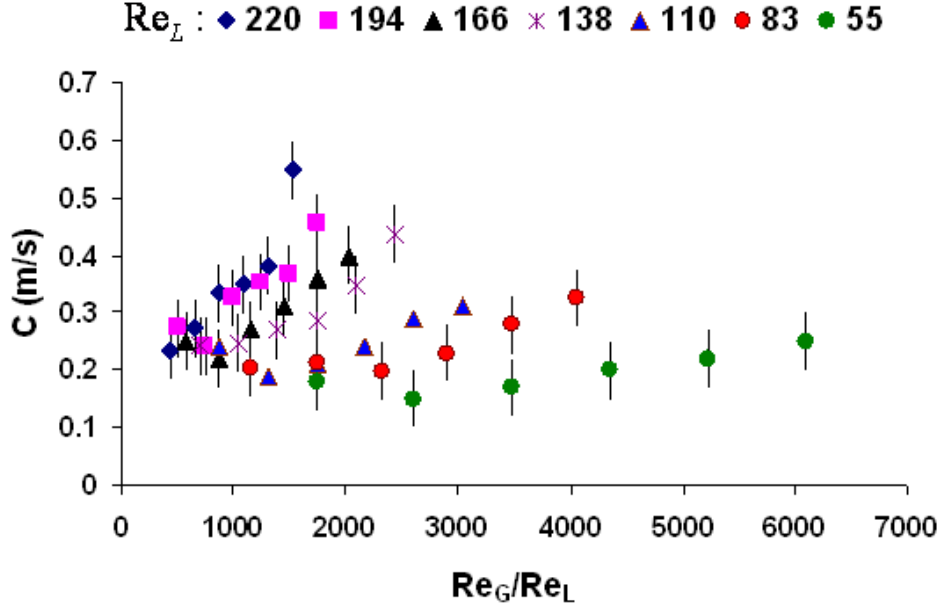


Figure III.8 – Vitesse d’ondes C en fonction de Re_G/Re_L : Les différentes courbes suivant Re_L sont mieux mises en évidence lorsqu’elles sont représentées en fonction du nombre de Reynolds gaz relatif au nombre de Reynolds liquide de l’écoulement.

L’épaisseur du film liquide peut être estimée en prenant en compte le développement et la tendance 3D des ondes en introduisant la viscosité effective dans la relation (III.2) :

$$\begin{cases} h \sim \left(\frac{\rho_L}{\rho_G}\right)^{1/2} \cdot \frac{q^{1/2}}{U_G} = \left(\frac{\rho_L}{\rho_G}\right)^{1/2} \cdot \frac{\nu_L^{1/2}}{U_G} Re_L^{1/2} & Re_L \approx 1 \\ h \sim \left(\frac{\rho_L}{\rho_G}\right)^{1/2} \cdot \frac{q}{U_G} = \left(\frac{\rho_L}{\rho_G}\right)^{1/2} \cdot \frac{\nu_L}{U_G} Re_L & Re_L \gg 1 \end{cases} \quad (\text{III.4})$$

En considérant la relation (III.4), et la plage intermédiaire de Re_L utilisé dans ces essais, l’épaisseur du film liquide ici devrait varier suivant le rapport q/U_G .

En représentant l’épaisseur du film mesuré en fonction de $\left(\frac{\rho_L}{\rho_G}\right)^{1/2} \cdot q/U_G$ en figure III.9, on observe deux tendances de la variation d’épaisseur. Une branche pour des valeurs de Re_L relativement faibles ($Re_L < 138$) où :

$$h_{avg} \sim \left(\left(\frac{\rho_L}{\rho_G} \right)^{1/2} \cdot \frac{\nu_L}{U_G} Re_L \right)^{0.66} \quad (\text{III.5})$$

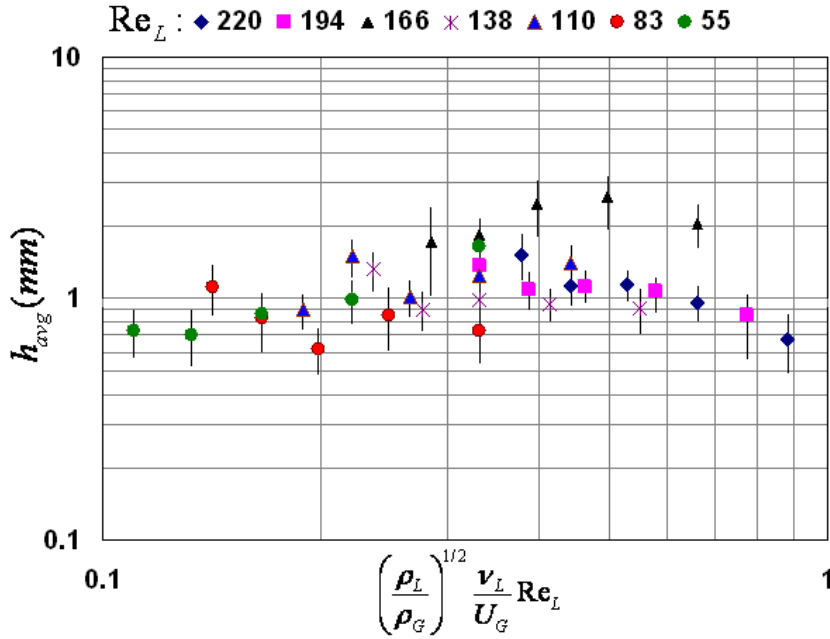


Figure III.9 – Variation de l'épaisseur de film liquide à 0° d'inclinaison pour des Re_L intermédiaire.

et une branche pour des valeurs de Re_L relativement importantes ($Re_L \succ 138$) où :

$$h_{avg} \sim \left(\frac{\rho_L}{\rho_G} \right)^{1/2} \cdot \frac{\nu_L}{U_G} Re_L \quad (\text{III.6})$$

Cependant, ces corrélations sont faites sur une plage d'épaisseur pas assez importante pour être considérées comme résultats pertinents. Par ailleurs, il faudrait aussi tenir compte du fait qu'au delà de quelques millimètres, on commence à sortir des hypothèses de film mince.

En effet, dans cette configuration et du fait du dispositif expérimental, le liquide s'écoule (à $U_G = 0$) de part et d'autre de la fente. Cette répartition du débit liquide injecté modifie les conditions initiales d'épaisseur du film liquide. Ainsi, l'épaisseur initiale du film liquide ne varie pas de manière monotone avec le nombre de Reynolds. Cependant, suivant une approche purement expérimentale (basée sur une analyse des observations expérimentales), nous présentons en Annexe les résultats de cette analyse.

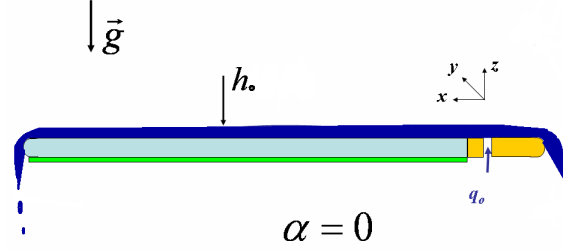


Figure III.10 – Schéma du dispositif expérimental à 0° d'inclinaison à $U_G = 0$. Le liquide s'écoule de part et d'autre de la fente d'injection.

2 Film liquide en contre courant aérien

Abordons à présent le cas mixte où la gravité et le vent interviennent simultanément. Nous nous restreignons dans la gamme des paramètres expérimentaux à la fenêtre pertinente pour l'automobile : U_G entre 0 et 20 m.s^{-1} , α entre 0 et 30° . Des visualisations et mesures d'épaisseurs de film et de vitesses d'ondes sont réalisées et présentées ci-dessous.

2.1 Observations

La figure III.11 présente une expérience typique où Re_L est fixé à 22 et α à 20° . La vitesse du vent est progressivement augmentée de 0 à 17.5 m.s^{-1} ce qui correspond à $Re_G = 2.9 \cdot 10^5$. Nous observons un développement d'ondes et des zones de concentration de liquide (en bout de plaque). Nous observons également de l'arrachement de gouttes et du débordement de liquide au-delà de la zone d'étude.

En effet, à $Re_G = 0$ (figure III.11), le film liquide s'écoule par gravité et tout se passe comme décrit au chapitre 2. Lorsque nous augmentons progressivement le cisaillement aéraulique, les ondes du liquide s'amplifient progressivement jusqu'à l'initiation d'un bourrelet en bout de plaque ($Re_G = 2 \cdot 10^5$ figure III.11) : ce régime marque la transition entre un drainage dominé par la gravité et un entraînement dominé par le cisaillement aéraulique. Une signature de cette transition est l'arra-

chement de gouttes peu observé jusque là. En continuant à augmenter la vitesse de vent imposé, le liquide s'arrête en bout de plaque et forme un bourrelet qui tend à déborder. L'arrachement de goutte se localise sur ce bourrelet et s'intensifie considérablement ($Re_G = 2.9 \cdot 10^5$, figure III.11). Lorsque nous augmentons encore la vitesse de vent, nous constatons que le liquide remonte la plaque à partir du bourrelet avec un changement de structure d'interface. C'est le régime dominé par le cisaillement aéraulique ($Re_G = 3.4 \cdot 10^5$ figure III.11).

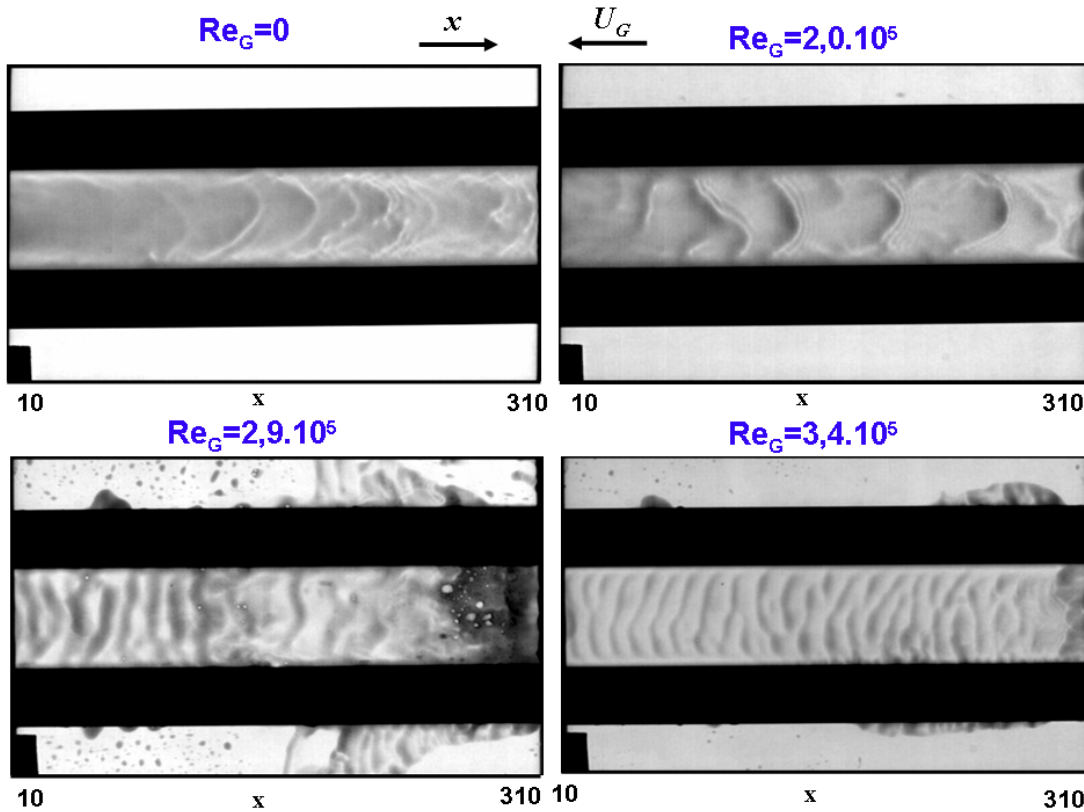


Figure III.11 – Observations ($Re_L = 222$, $\alpha = 20^\circ$) : Du film liquide ruisselant par gravité au film liquide entraîné par le cisaillement aéraulique. L'équilibre gravité-cisaillement se manifeste par l'arrachement de gouttes et l'accumulation locale de liquide.

L'observation de la dynamique de l'écoulement dans une telle configuration est plus explicite en visualisant les diagrammes spatio-temporels (figure III.12) où la dynamique des structures le long de l'axe médian de la plaque est suivie au cours du temps. L'inclinaison des structures diagonales reflète le sens de propagation des ondes de surface. L'inversion du sens de propagation des ondes apparaît clairement

lorsqu'on passe de $Re_G = 2,0 \cdot 10^5$ à $Re_G = 3,4 \cdot 10^5$, signalant ainsi le renversement de l'écoulement du film liquide.

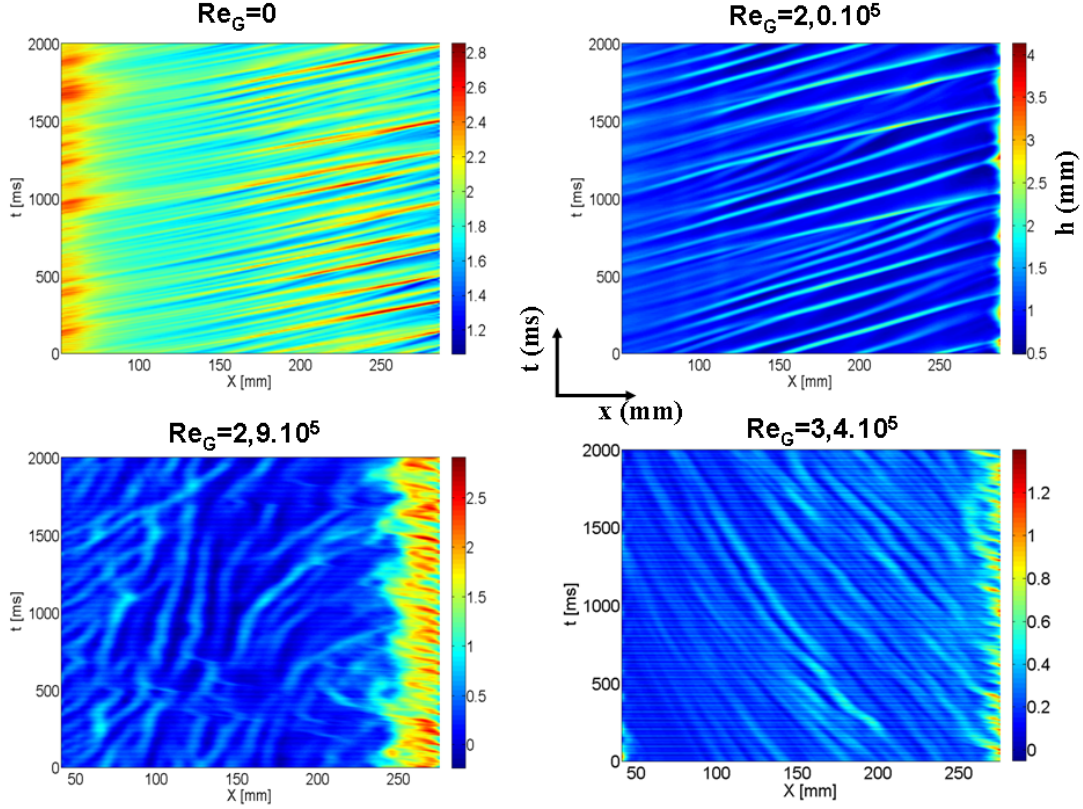


Figure III.12 – Diagrammes spatio-temporels du film liquide en écoulement gravité-cisaillement : $Re_L = 222$, $\alpha = 20^\circ$. Au delà d'un certain seuil en vitesse de vent, les ondes inversent leur sens de propagation en remontant la plaque.

En résumé, nous observons qu'à vitesse de vent modérée les ondes suivent la pente. Au delà d'un seuil, la situation s'inverse : les ondes remontent la pente, le liquide a tendance à s'accumuler localement et à déborder du canal d'écoulement. Des gouttes d'eau sont également arrachées à partir des zones de concentration de liquide. La caractérisation de l'équilibre gravité-cisaillement est particulièrement intéressante dans cette configuration.

2.2 Seuil d'équilibre gravité/cisaillement aéraulique

Pour analyser la transition entre l'écoulement dominé par la gravité et celui dominé par le cisaillement aéraulique, une approche simple consiste à considérer l'écoulement laminaire d'un film liquide d'épaisseur h soumis à sa surface à une contrainte de cisaillement constante. L'écoulement de gaz étant un écoulement à grand nombre de Reynolds ($Re_G \propto 10^5$), nous supposons que la contrainte de cisaillement peut s'écrire sous la forme : $\tau_G \sim \frac{1}{2}\rho_G U_G^2$. Alors le débit de liquide linéique ($q = q_o/l_p$), intégré sur toute l'épaisseur h suivant une approche de Nusselt modifiée par le cisaillement à l'interface s'exprime comme suit :

$$q = h \cdot u_L \approx \frac{g \sin \alpha h^3}{3\nu_L} - \frac{\rho_G U_G^2 h^2}{2\mu_L} \quad (\text{III.7})$$

Afin de mettre en évidence les grandeurs caractéristiques du problème et de définir une loi d'échelle décrivant le phénomène, addimensionnons la relation (III.7). A cette effet, définissons une épaisseur adimensionnelle $\bar{h} = h/h^*$ telle que :

$$h^* = \frac{3}{2} \frac{\rho_G U_G^2}{\rho_L g \sin \alpha} \quad (\text{III.8})$$

est l'épaisseur pour laquelle le débit linéique est nul. Le débit linéique est alors exprimé sous forme adimensionnée :

$$\bar{q} = \frac{q}{q^*} = \bar{h}^2(\bar{h} - 1) \quad (\text{III.9})$$

où le débit caractéristique q^* est la grandeur de débit homologue de h^* et donné par :

$$q^* = \frac{9}{8} \left(\frac{\rho_G U_G^2}{\rho_L} \right)^3 \frac{1}{\nu_L (g \sin \alpha)^2} \quad (\text{III.10})$$

En effet, la relation III.9 exprime le fait que pour chaque grandeur $\bar{q}$, il existe plusieurs triplets (q_o, U_G, α) représentés par la grandeur $\bar{h}$ décrivant la même "phase de l'écoulement". Ceci devrait donc se vérifier en particulier au seuil d'équilibre entre la gravité et le cisaillement.

Par ailleurs, notons que la forme de la relation III.9 suppose la présence d'un point d'inflexion dans la variation de $\bar{q}$ avec $\bar{h}$ qui à priori devrait marquer l'équi-

libre gravité-cisaillement. Ainsi, la grandeur $\bar{q}$ devrait être considérée comme une grandeur algébrique en supposant qu'en régime établi, la totalité du liquide injecté retombe vers l'avant ou remonte la plaque vers l'arrière.

À partir des relevés de la vitesse d'air au seuil (U_G) et du débit liquide (q_o) correspondant, analysons expérimentalement la relation (III.9) à l'aide des graphiques de la figure III.13. Le seuil d'équilibre gravité-cisaillement étant défini visuellement, il se reconnaît par la formation d'un bourrelet en bout de plaque. La vitesse (nombre de Reynolds) de seuil d'entraînement ainsi déterminée est représentée sur la figure III.13(a) en fonction du nombre de Reynolds du film liquide, pour différentes inclinaisons.

Selon la figure III.13(b) le rapport q/q^* apparaît quasiment constant sur la plage de Re_L étudiée. Ceci est en accord avec la relation (III.9) en admettant que la grandeur $\bar{h}$ caractérise l'écoulement de manière homogène pour tout couple (q_o, U_G). Cependant, nous observons une nette variation de ce rapport avec l'inclinaison de la plaque. L'interprétation physique de cette dernière observation reste encore à trouver car l'angle α est déjà pris en compte dans l'expression du rapport q/q^* , donc ne devrait plus apparaître sur la figure III.13(b). Ceci nous ramène à l'effet d'inclinaison observé sur la variation de l'épaisseur et la vitesse d'onde du film liquide en écoulement par gravité. Dans le cas d'écoulement par gravité, l'apparition des ondes à partir d'un certain nombre de Reynolds ($Re_{L,C} = \frac{5}{6} \cot \alpha$) avait une grande influence dans la dynamique des ondes. Dans le cas d'écoulement cisailé, on montre que les ondes apparaissent dès le moindre cisaillement imposé. Cette observation reste encore pour nous surprenante.

Par ailleurs, le paramètre $\bar{h}$ qui caractérise la transition du débit du bas vers le haut peut s'écrire comme l'inverse d'un nombre de Froude modifié :

$$Fr_{G,L} = \frac{1}{\bar{h}} = \frac{2}{3} \frac{\rho_G U_G^2}{\rho_L h g \sin \alpha} \quad (\text{III.11})$$

qui compare la contrainte de cisaillement imposée par le vent et la contrainte imposée par la force de gravité. Cette analyse simple du problème suggère que la transition se produit à une valeur fixe de ce nombre de Froude modifié que nous allons déterminer. Cependant, pour la prédiction de la vitesse d'air du seuil d'équilibre gravité cisaillement en fonction du débit liquide injecté et de l'inclinaison de

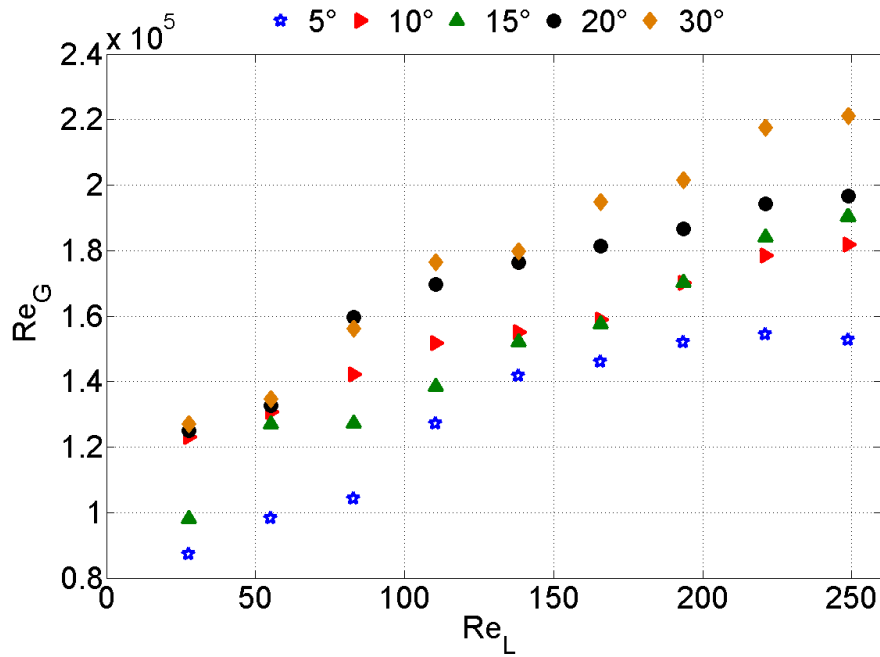
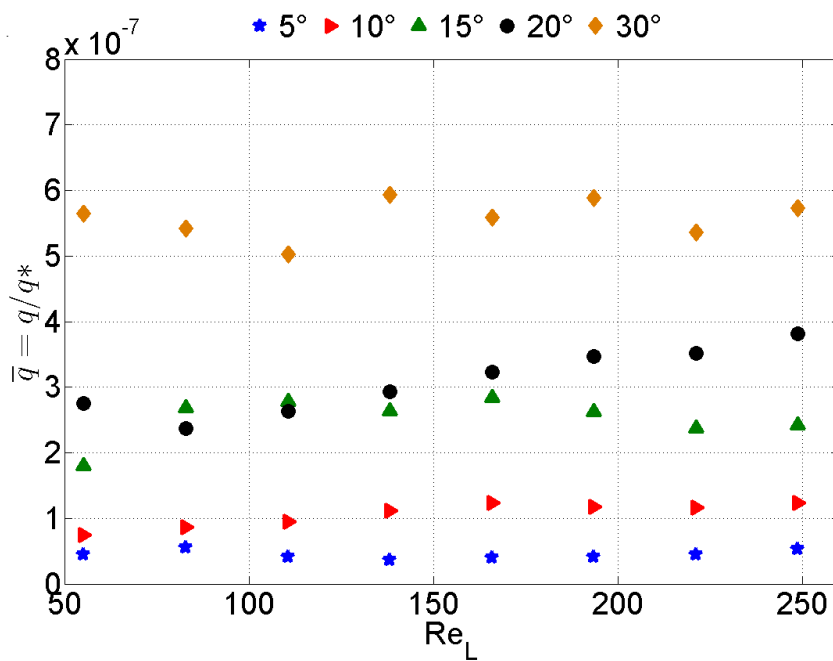

 (a) Re_G en fonction de Re_L

 (b) $\bar{q}$ en fonction de Re_L

Figure III.13 – Caractérisation de l'écoulement au seuil d'équilibre gravité-cisaillement .

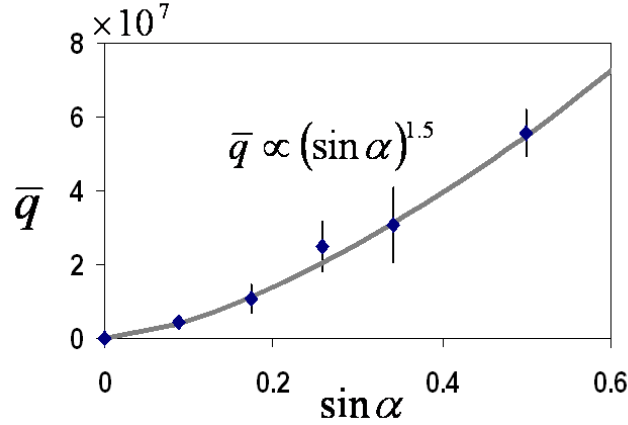


Figure III.14 – Evolution du débit $\bar{q} = q/q^*$ avec l'inclinaison α de la plaque au seuil d'équilibre gravité-cisaillement.

plaque, une approche purement expérimentale suppose une corrélation de $\bar{q}$ avec l'inclinaison α de la plaque :

$$\bar{q} = k_o \cdot f(\alpha) \quad (\text{III.12})$$

Ainsi, en considérant les valeurs moyennes de $\bar{q}$ et leurs plages d'erreurs dues principalement à l'appréciation visuelle du seuil d'équilibre, la figure III.14 montre une variation en fonction de l'angle α que l'on peut expérimentalement ajuster par $\bar{q} = \varepsilon (\sin \alpha)^{1.5}$.

Nous avons également réalisé des expériences avec une solution de SDS pour un angle de 15° . Comme dans le cas du drainage par gravité, les ondes apparaissent plus atténuées qu'avec l'eau pure. Nous observons un léger décalage de vitesse de vent critique (figure III.15). À l'équilibre gravité cisaillement, l'effet d'arrachement de goutte est accentué. Cette dernière observation suit notre intuition car l'abaissement de la tension de surface favorise l'arrachement.

Ceci nous impose donc une prise compte de l'effet de tension de surface dans la grandeur $\bar{q} = q/q^*$. Pour ce fait, introduisons le nombre d'Ohnesorge (Zapke et al. 2000 [20]) défini comme suit :

$$Oh = \sqrt{\frac{\mu_L^2}{\rho_L l_p \gamma}} \quad (\text{III.13})$$

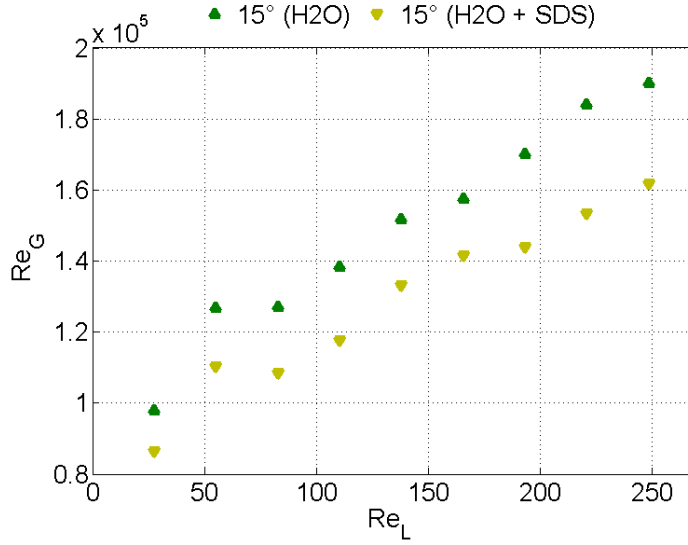


Figure III.15 – Evolution du débit $\bar{q}$ avec Re_L à 15° d'inclinaison de la plaque pour l'eau et la solution (H2O+SDS).

En effet, le nombre d'Ohnesorge fait intervenir l'effet de la tension de surface et représente l'inverse d'un nombre de Reynolds calculé à partir de la vitesse capillaire γ/μ_L .

Ceci nous amène à écrire $\bar{q} \propto Oh^n \cdot f(\alpha)$ où n est devrait être estimé à partir de plusieurs mesures à différentes valeurs de la tension surface γ . Cependant, la variation de $\bar{q}$ pour les mesures réalisées à l'eau ($\gamma_{max} = 72 \text{ mN.m}^{-1}$) et à l'eau quasi-saturée en SDS ($\gamma_{min} = 45 \text{ mN.m}^{-1}$) étant assez faible, en prenant $n = 2$, on a une assez bonne corrélation sur les propriétés du liquide et l'inclinaison de plaque. Ainsi, en tenant compte de l'expression de q^* et de ce qui précède, nous aboutissons à une expression de la vitesse de seuil en fonction du débit liquide injecté définie par :

$$U_{G,C} \equiv \left[\frac{8}{9} f_\alpha \cdot Oh^{-2} \cdot q \left(\frac{\rho}{\rho_G} \right)^3 \cdot (\nu g \sin \alpha)^2 \right]^{1/6} \quad (\text{III.14})$$

ou $f_\alpha = f(\alpha)$.

En réécrivant cette relation en termes de nombres de Reynolds liquide et de gaz, on a la relation suivante que nous représentons en comparaison aux mesures

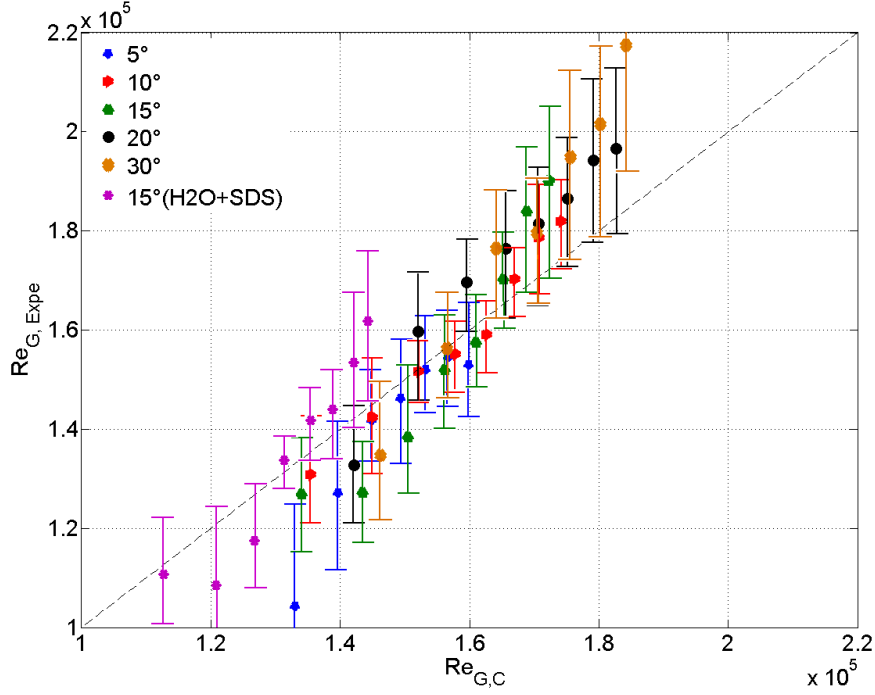


Figure III.16 – Caractérisation du seuil d’équilibre gravité-cisaillement. L’erreur maximum entre les valeurs prédites et expérimentales des nombres de Reynolds air est au maximum de 15%.

brutes en figure III.16 :

$$Re_{G,C} \sim \left(\frac{8}{9}f_\alpha\right)^{1/6} \cdot \left(\frac{\rho}{\rho_G}\right)^{1/2} \cdot \left(\frac{\nu L_p^3 g \sin \alpha}{\nu_G^3}\right)^{1/3} Oh^{-1/3} \cdot Re_L^{1/6} \quad (\text{III.15})$$

Sur la figure III.16 évaluant la prédiction du seuil d’équilibre suivant la relation III.15 par rapport aux mesures brutes, on peut remarquer d’une manière générale, qu’au voisinage de $Re_G \approx 1,6 \cdot 10^5$, on a une bonne corrélation entre les mesures et la relation III.15. Ces points correspondent à des débits liquides de la classe centrale de la plage de débit utilisé (0.1-1 l/min). En effet, l’appréciation (visuelle) du seuil se faisait mieux dans cette gamme de Re_L du fait de la taille du dispositif. Dans le cas où on a rajouté du SDS à l’eau, on a la même remarque pour $Re_G \approx 1,4 \cdot 10^5$ correspondant à la même classe centrale de débit liquide.

2.3 Epaisseur de film et ondes de surface

Après avoir caractérisé le seuil d'équilibre gravité-cisaillement, focalisons-nous sur trois vitesses de vent particulières (12.5; 15 et 17.5 $m.s^{-1}$) et faisons varier le débit de liquide et l'inclinaison de la plaque ($0.1 \leq q_o \leq 1$ et $5^\circ \leq \alpha \leq 20^\circ$). Les vitesses de vent sont choisies de manière à franchir dans la quasi-totalité des cas le seuil d'entraînement. Ceci nous permet de balayer les trois régimes d'écoulement

Nous avons relevé dans chaque cas l'épaisseur moyenne et la vitesse des ondes. Les graphes de la figure III.17 présentent les variations de l'épaisseur de film et de la vitesse des ondes en fonction de Re_L .

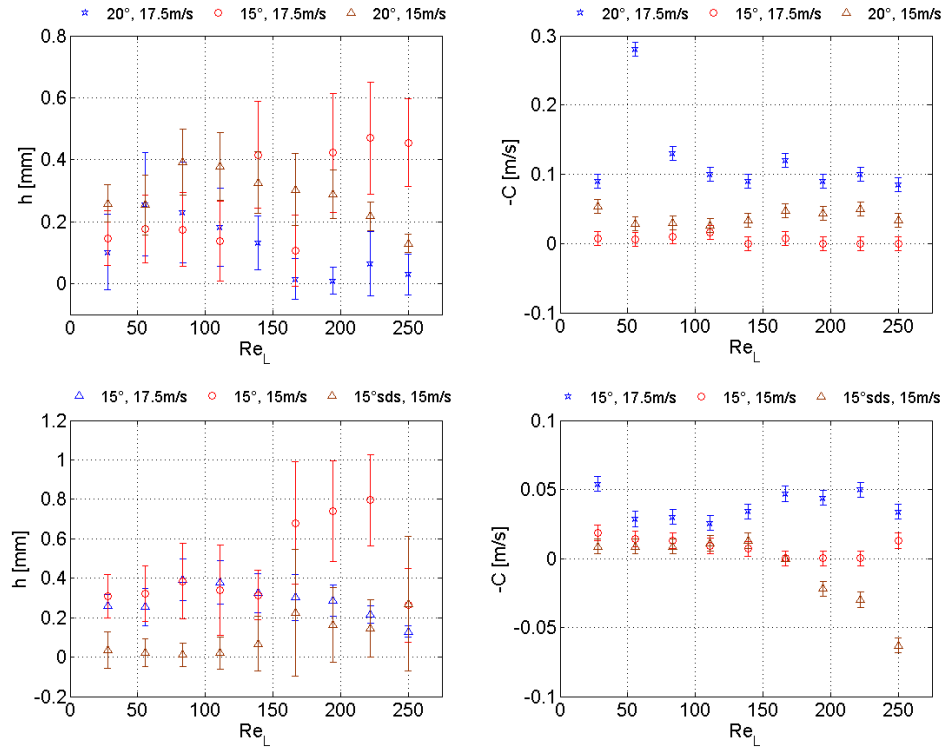


Figure III.17 – Evolution de l'épaisseur h et de la vitesse des ondes C sous différentes configurations du triplet de paramètre (α , Re_L , Re_G).

Ces graphes montrent que la variation de l'épaisseur du liquide est extrêmement liée à celle de la vitesse des ondes ainsi qu'à leur sens de déplacement ; ces dernières étant contrôlées par les paramètres initiaux (α , Re_L , Re_G) du $Re_{G,C}$ associés. Par

ailleurs, on note une fois de plus l'influence de la tension de surface sur le taux d'arrachement de liquide qui réduit la quantité de liquide sur la plaque et par la suite l'épaisseur et la vitesse des ondes. Enfin, on note également une grande fluctuation des épaisseurs de liquide due en partie à l'amplification des phénomènes d'instabilités.

Cependant du fait de la plage de Reynolds liquide intermédiaire et du passage d'un régime dominé par la gravité à un régime dominé par le cisaillement, une loi d'évolution claire n'a pas été mise en évidence dans ce cas pour la vitesse des ondes ainsi que pour l'épaisseur du film liquide. Cependant, le suivi de la dynamique des profils d'épaisseur met en évidence des ondes de surface dont on peut voir le sens de propagation à partir des diagrammes spatio-temporels (figure III.12).

Afin d'obtenir une courbe maîtresse entre la vitesse C , la vitesse du gaz U_G et la vitesse débitante $u_L = q/h$ les mesures effectuées suivant Re_L , Re_G et α sont mises sous une forme équivalente à celle de la relation III.9 :

On adimensionne alors la vitesse des ondes C par u_L puis on représente U_G sous la forme du nombre de Froude modifié. Le tracé de C/u_L en fonction de $Fr_{G,L}$ permet ainsi d'obtenir une courbe maîtresse représentée en figure III.18. Cette figure décrit la dynamique du film liquide en gravité-cisaillement où de part et d'autre de $Fr_{G,L} = 100$, les régimes gravité et cisaillement suivent les tendances définies par :

$$\begin{cases} \frac{C}{u_L} \sim Fr_{G,L}^{-3/2} & Fr_{G,L} < 100 \\ \frac{C}{u_L} \sim Fr_{G,L}^{3/2} & Fr_{G,L} > 100 \end{cases} \quad (\text{III.16})$$

Le point singulier de l'écoulement du film liquide qui caractérise le régime transitoire entre les régimes de gravité et de cisaillement se situe au voisinage de $Fr = 100$. L'équilibre gravité-cisaillement est donc définie par $Fr_{G,L} = 100$.

Conclusion

Cette étude des films liquides met en évidence des comportements caractéristiques des écoulements liquides soumis à un contre-courant aérien. Nous avons en particulier mis en évidence les différents paramètres caractéristiques du problème qui permettent de différencier les régimes d'écoulement.

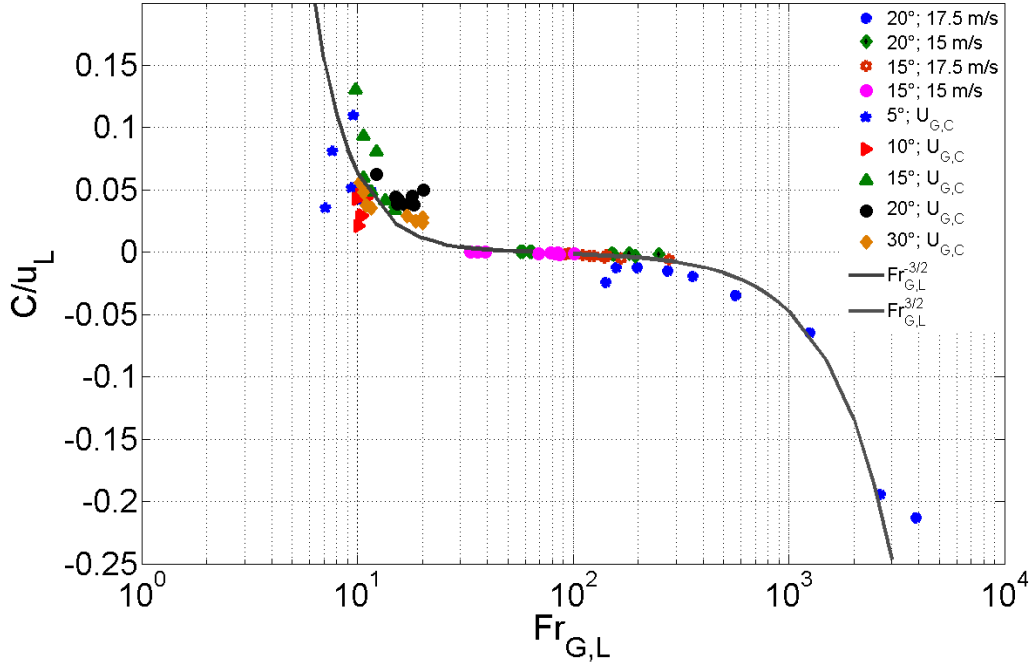


Figure III.18 – Caractérisation de l'écoulement gaz-liquide en gravité-cisaillement en fonction du nombre de Froude.

Nous avons montré qu'en configuration horizontale d'écoulement gaz-liquide l'instabilité est contrôlée par le nombre de Reynolds liquide et que son développement est lié à la vitesse du vent. Ainsi, le passage de structures interfaciales 2D aux structures 3D se produisait au voisinage de $Re_L = 138$. Cependant, nous notons que dans cette configuration, il est important de bien contrôler les conditions initiales d'écoulement du film liquide.

En outre, nous avons mis en évidence en écoulement gravité/cisaillement les différents régimes d'écoulement. L'approche de Nusselt modifiée a permis de montrer que le paramètre pertinent dans cette configuration était le nombre de Froude modifié qui différencie de part et d'autre de l'équilibre ($Fr_{G,L} = 100$) les régimes à gravité dominante et à cisaillement dominant. Ainsi, à partir de l'approche de Nusselt modifiée et des considérations expérimentales, la vitesse d'air de seuil d'équilibre gravité-cisaillement est prédite à partir des conditions de débit liquide injecté et d'inclinaison de plaque.

Cependant, il est important de noter que en plus des conditions de mouillage du

substrat, le cisaillement d'air dans certaines conditions favorise la rupture du film liquide entraînant alors la formation de zones sèches. Le liquide s'écoule alors en forme de ruisselets et/ou de gouttes représentant ainsi la configuration la plus courante d'écoulement de film liquide dans la vie quotidienne du fait de l'hétérogénéité chimique des surfaces.

Les chapitres suivants abordent les écoulements de liquide en conditions de mouillage partiel où l'intérêt est principalement porté sur la dynamique des gouttes soumises à la gravité et à un cisaillement d'air.

Références Bibliographiques : B.3

- [1] B. E. ANSHUS. *On the Asymptotic Solution to the Falling Film Stability Problem*. Ind. Eng. Chem. Fundam. **11**, No. 4 (1972).
- [2] S. BADIE, C. HALE, C. LAWRENCE, AND G. HEWITT. *Pressure gradient and holdup in horizontal two-phase gas-liquid flows with low liquid loading*. Int. J. Multiphase Flow **26**, 1525-1543 (2000).
- [3] S. BADIE, C. HALE , C. LAWRENCE, AND G. HEWITT. *Pressure gradient and holdup in horizontal two-phase gas-liquid flows with low liquid loading*. Int. J. Multiphase Flow **26**, 1525-1543 (2000). [57](#)
- [4] T. BROOKE BENJAMIN. *Wave formation in laminar flow down an inclined plane*. J. Fluid Mech. **11**, 554-574 (1957).
- [5] A. CRAIK , AND S. LEIBOVICH. *A rational model for Langmuir circulations*. J. Fluid Mech. **73** 4, 401-426 (1976).
- [6] W. NUSSELT. . Z. ver. dtsh. Zng. **60**, 541 (1916).
- [7] A. CRAIK. *The drift velocity of water waves*. J. Fluid Mech. **116**, 187-205 (1982). [57](#)
- [8] A. CRAIK. *Wind-generated waves in contaminated liquid films*. J. Fluid Mech. **31**, 141-161 (1968). [57](#)
- [9] A. GOVAN, G. HEWITT, H. RICHTER, AND A. SCOTT. *Flooding and churn flow in vertical pipes*. Int. J. Multiphase Flow. **17** 1, 27-44 (1991). [57](#)
- [10] HEWITT G. F., LACEY P.M., AND NICHOLLS B.. *Transitions in film flow in a vertical tube*. AERE-R4042. Symposium on two-phase flow University of Exeter , (1965). [57](#), [58](#)

- [11] HEWITT G. F., G. B. WALLIS. *Flooding and associated phenomena in falling film flow in a vertical tube*. AERE-R4042. ASME Multiphase Flow Symposium, Philadelphia (1963). 57, 58
- [12] E. RIO. *Gouttes, Flaques, et Arches sèches : Des lignes de contact en présence d'écoulement*. PhD thesis, Paris VI , (2005).
- [13] D. RODRIGUEZ, T. SHEDD. *Entrainement of gas in the liquid film of horizontal annular, two-phase flow*. Int. J. Multiphase Flow VI **30**, 565-583 (2004). 57
- [14] F. I. P. SMITH, AND A. CRAIK. *Wind-generated waves in thin liquid films with soluble contaminant*. J. Fluid Mech. **45**, 527-544 (1971). 57
- [15] OZGEN S., M. CARBONARO, AND G. SARMA. *Experimental study of wave characteristics on a thin layer of de/anti-icing fluid*. Phys. Fluids, **14**, 10 (2002). 57, 60, 63
- [16] S. OZGEN, G. DEGREZ AND G. S.R. SARMA. *Two-fluid boundary layer stability*. Physics of Fluids **10**, 2747-2756 (1998). 57
- [17] D.E. WOODMANSEE, AND T. J. HANRATTY. *Mechanism for the removal of droplets from a liquid surface by a parallel air flow*. Chem. Eng.Sci. **24**, 299-307 (1969).
- [18] YIH S.C.. *Stability of liquid flow down an inclined plane*. Phys. Fluids **6**, 321-334 (1963).
- [19] A. ZAPKE, AND D.G. KRÖGER. *Countercurrent gas-liquid flow in incline and vertical ducts. I : Flow patterns pressure drop characteristics and Flooding*. Int. J. Multiphase Flow **26**, 1439-1455 (2000). 57, 59
- [20] A. ZAPKE, AND D.G. KRÖGER. *Countercurrent gas-liquid flow in incline and vertical ducts.II : The validity of the Froude-Ohnesorge number for flooding*. Int. J. Multiphase Flow **26**, 1455-1468 (2000). 57, 72

Partie 2 : GOUTTES SOUFFLÉES

Chapitre IV

Du film liquide aux gouttes, flaques et ruisselets

Introduction

Dans les chapitres précédents, nous avons étudié l'écoulement des films liquides dans de conditions idéales de développement du film liquide sur des surfaces spécialement traitées pour assurer une bonne *mouillabilité*. Cependant, les pare-brises ou les carrosseries de voitures ne sont pas aussi bien mouillés. Les films d'eau se trouent (*démouillent*) spontanément sur ces substrats *partiellement mouillants*. Les flaques, gouttes et ruisselets ainsi formés ont une caractéristique commune : un contour (ou *ligne de contact*).

Trois interfaces se rencontrent sur ce contour ; liquide/air, solide/air, et solide/liquide. Ce sont ces dernières qui dictent les conditions de mouillage du solide (*angle de contact*). Cette ligne de contact est singulière et tend à s'accrocher aux imperfections de la surface. Sa mise en mouvement pose également un problème d'hydrodynamique ardu car la dissipation visqueuse diverge à son voisinage. Les effets du mouillage et les conséquences des lignes de contact sont importants et courants dans la vie quotidienne.

Dans la nature il est courant de voir la pluie ou la rosée laisser des gouttelettes d'eau sur les plantes et les toiles d'araignées comme le montrent les figures [IV.1\(a\)](#) et [IV.1\(b\)](#). De même, dans le domaine automobile, la figure [IV.2](#) illustre quelques situations où le film d'eau de pluie démouille et forme des gouttes, flaques et ruisselets.



(a) Gouttes de pluie sur de l'herbe (b) Perles d'eau sur toile d'araignée

Figure IV.1 – Mouillage et mouillabilité dans la nature



(a) Film et gouttes d'eau fins sur la lunette arrière (b) Film et gouttes d'eau sur pare-brise

(c) Gouttes et méandres d'eau sur la vitre latérale (d) Gouttes et flaques d'eau sur le toit

Figure IV.2 – Mouillage et mouillabilité en aérodynamique automobile

Sur la figure IV.2 ci dessus, nous avons en (a), un film liquide extrêmement fin qui entoure la zone balayée par l'essuie-glace où on aperçoit quelques gouttes d'eau accrochées. Les deux zones de la lunette arrière sont de mouillabilité différentes du fait du mouvement de l'essuie-glace qui altère progressivement le revêtement

du verre. En (b), du fait de l'état de surface (lessivé par la pluie et l'essuie-glace) et la pression d'impact des gouttes, on a un film relativement fin qui perturbe la vision du conducteur.

En (c) et (d), suivant le type de surface et selon l'influence de la gravité sur le liquide (vitre latérale et toit de véhicule), il se forme (par accrochage des lignes de contact), d'une part des ruisselets et des gouttelettes et d'autres part des gouttelettes et des flaques. La question qui nous intéresse est comment chasser ces gouttes ?

Nous présentons dans ce chapitre les conditions de formation d'un film liquide, des gouttes et ruisselets suivant les conditions de mouillage du substrat et d'énergie de surface du liquide. D'une manière qualitative, nous présentons des situations de dé mouillage d'un film liquide s'écoulant ainsi que l'influence de l'écoulement aérodynamique sur la rupture du film liquide qui se transforme en gouttes et ruisselets.

1 Notions de mouillage (et de dé mouillage)

1.1 Tension de surface et mouillage

1.1.1 Définition

D'une manière simple, la tension de surface, c'est par exemple cette tension qui "tire" sur les parois d'un film de savon.

En effet, à l'interface entre deux milieux denses, la matière n'est pas, localement et rigoureusement dans le même état. Ce nouvel état local est à une énergie légèrement supérieure. À cette interface, est donc associée une certaine énergie par unité de surface (exprimée en J/m^2). Une autre façon d'expliquer cette différence d'état locale consiste à dire qu'il existe, au voisinage de l'interface, une certaine contrainte en tension dans le milieu ; c'est une force par unité de longueur, exprimée en N/m . On parle donc indifféremment d'énergie de surface ou de tension superficielle.

La tension de surface permet par exemple aux insectes à pattes hydrophobes de se sustenter sur l'eau et est responsable de la forme sphérique d'une goutte de rosée.

D'une manière générale, tout système essaye de minimiser son énergie totale ; ainsi les gouttes de rosée adoptent une forme sphérique qui minimise leur surface et les microgouttes d'une émulsion tendent à coalescer pour former des gouttes plus grosses.

D'un point de vue physique, la tension de surface est la résultante de phénomènes se produisant à l'échelle moléculaire. En effet, en considérant un liquide pur (composé d'un seul type de molécules), chacune des molécules subit de la part des autres des interactions attractives de type Van der Waals, dipolaires ou ioniques suivant la nature du liquide. Il est énergétiquement favorable pour une molécule d'un liquide d'être en contact avec des molécules de même nature. Un liquide est toujours en contact avec sa propre vapeur, du gaz, un solide, un autre liquide ou alors avec une combinaison de ces éléments. Les molécules de liquide se trouvant à l'interface des deux milieux, subissent un déficit de liaisons intermoléculaires, du fait de l'absence de molécules de même nature au-delà de l'interface. L'énergie

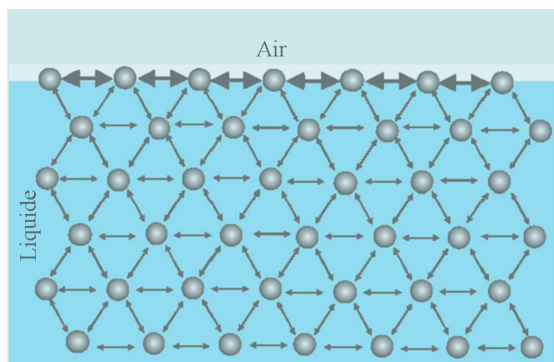


Figure IV.3 – Interaction entre molécules d'un liquide : la tension de surface vue comme un défaut d'interaction à l'interface

mise en jeu du fait de ce défaut de liaison appelée tension superficielle, traduit la cohésion par unité de surface des molécules et le fait que l'interface se comporte comme une membrane tendue par l'effet de cohésion.

1.1.2 Mouillage et mouillabilité

En physique du liquide et des interfaces, lorsque les trois phases liquide, solide et gaz sont en contact, le terme « mouillage » est utilisé pour décrire le système. Les propriétés interfaciales d'un tel système sont décrites par les trois énergies

d'interfaces $\gamma_{S,G}$, $\gamma_{S,L}$ et $\gamma_{L,G}$ (ou tout simplement γ) associées aux interfaces solide/gaz, solide/liquide, liquide/gaz respectivement. L'intensité relative des trois tensions de surfaces détermine quelle sera le comportement du liquide vis à vis de la surface. L'ensemble des points en contact avec les trois phases solide, liquide et gaz est appelé **ligne de contact** (ou "ligne triple").

Le paramètre d'étalement S permet de caractériser le mouillage. Il représente la différence entre les énergies par unité de surface entre le solide et le gaz ($\gamma_{S,G}$) et le couple solide/liquide et liquide/gaz ($\gamma_{S,L} + \gamma$) :

$$S = \gamma_{S,G} - \gamma_{S,L} - \gamma \quad (\text{IV.1})$$

Ainsi :

- Si l'énergie de surface associée au substrat sec est supérieure à l'énergie de surface associée au substrat recouvert ($S > 0$), le système (liquide + gaz) adopte alors l'état d'énergie le plus bas et recouvre le substrat : on parle de mouillage total (figure IV.4 .a).
- Si c'est le contraire ($S < 0$), le liquide reste sous la forme d'une goutte et on parle de mouillage partiel (figure IV.4 .b).

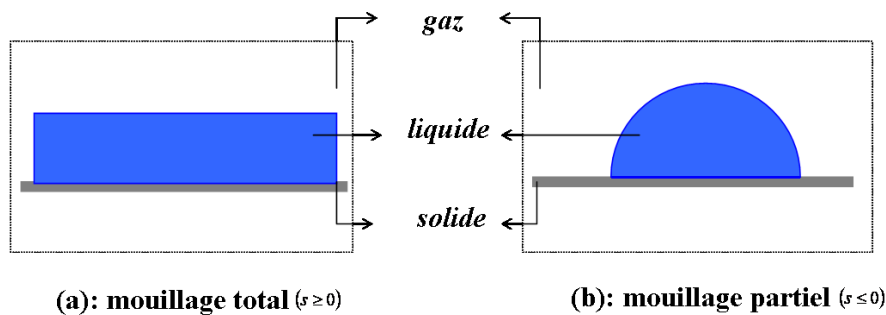


Figure IV.4 – Mouillage : Suivant la tension de surface du liquide et le substrat utilisé (en atmosphère libre par exemple), le liquide déposé s'étale complètement sur le substrat ou se regroupe en formant une goutte ou une flaque

1.2 Mouillage partiel et démouillage

1.2.1 Loi de Young

La situation la plus simple pour représenter le mouillage partiel est celle d'une petite goutte posée sur un substrat horizontal, homogène et lisse où un angle de contact est défini à l'équilibre θ_E entre le liquide et le solide (figure IV.5). L'équilibre des forces linéiques s'appliquant à la ligne de contact et projetées perpendiculairement sur l'axe x donne la relation de Young. Cette loi lie l'angle de contact aux différentes énergies de surfaces :

$$\begin{cases} \gamma_{S,L} + \gamma \cos \theta_E - \gamma_{S,G} = 0 \\ \cos \theta_E = \frac{\gamma_{S,G} - \gamma_{S,L}}{\gamma} = 1 + \frac{S}{\gamma} \end{cases} \quad (\text{IV.2})$$

L'angle de contact à l'équilibre (ou l'angle de contact statique) peut ainsi être calculé à condition que paramètre d'étalement S soit négatif. Dans le cas contraire ($S \geq 0$), l'angle de contact statique n'est pas défini : le film s'étale parfaitement sur la surface.

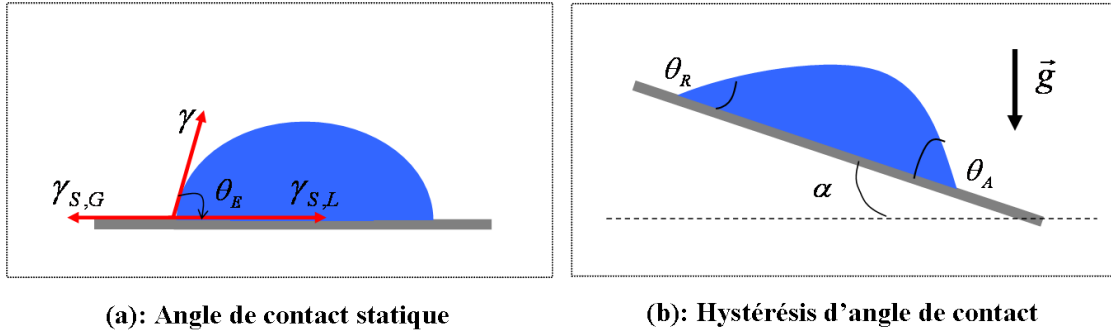


Figure IV.5 — Angles de contacts et hystérésis de mouillage : En (a), la mouillabilité du substrat est définie par l'angle de contact θ_E . En (b), la goutte reste en équilibre malgré la gravité à cause de l'hétérogénéité chimique de la surface : c'est l'hystérésis de mouillage.

Pour un système solide-liquide-gaz donné, on définit l'angle de contact théorique à partir de la relation de Young de manière univoque ; cependant, on constate qu'en pratique cet angle est mal défini : Selon la manière dont la goutte est déposée, l'angle de contact peut varier dans une certaine fenêtre. Cette fenêtre est délimitée par un angle d'avancée θ_A au delà duquel la ligne de contact avance et

un angle de reculée θ_R en dessous duquel la ligne de contact recule¹.

$$\theta_R \preceq \theta_E \preceq \theta_A \quad (\text{IV.3})$$

Ainsi, une goutte posée sur un plan incliné (une vitre, un pare-brise par exemple) peut rester accrochée alors que la gravité aurait tendance à la faire glisser. La goutte se déforme sous l'effet de son poids en prenant une forme bombée à l'avant et affinée à l'arrière. Tant que l'angle à l'avant de la goutte reste inférieur à θ_A et l'angle à l'arrière supérieur à θ_R , la goutte reste piégée. Elle ne se met à avancer que lorsque θ_A et θ_R sont atteints (par exemple en inclinant d'avantage le substrat).

Cet hystérésis de l'angle de contact est dû aux défauts de la surface solide tels que la rugosité ou l'hétérogénéité chimique.

1.2.2 Épaisseur d'une goutte posée

Dans un système soumis aux seules forces capillaires et de gravité (goutte posée par exemple), la condition de raccord de l'interface libre avec le solide impose une déformation de la surface du liquide. L'équilibre en tout point de l'interface entre la pression de Laplace (pression capillaire) et la pression hydrostatique s'écrit :

$$p_o + \frac{\gamma}{r} = p_o - \Delta\rho \cdot gz \quad (\text{IV.4})$$

Où :

- $\Delta\rho$ est la différence de densité entre le liquide et la phase qui la surmonte (le gaz, en général),
- r , le rayon de courbure d l'interface,
- z , est l'épaisseur du système et p_o la pression de référence,
- g , l'accélération de la pesanteur.

1. Dans ces conditions, l'angle de contact (d'équilibre) θ_E n'a plus vraiment de sens physique ; le mouillage est caractérisé par les angles de contact d'avancée et de reculée que l'on peut noter avec l'indice s pour marquer l'état statique (équilibre) du liquide (de la goutte).

Cette équation fait apparaître la longueur l_c appelée longueur capillaire :

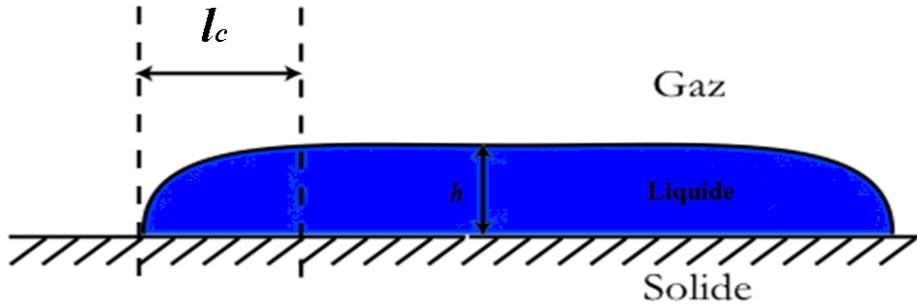
$$l_c = \sqrt{\frac{\gamma}{\Delta\rho \cdot g}} \quad (\text{IV.5})$$

$l_c = 2.7 \text{ mm}$ pour l'eau (sur du verre). Cette grandeur est fondamentale dans l'étude du mouillage car c'est elle qui fixe les échelles de grandeur des phénomènes capillaires. En effet, en restant dans le cas de la goutte posée, on montre que la forme de cette dernière dépend de son volume : Si la taille de la goutte est petite devant l_c , la goutte prend une forme sphérique. Dans le cas contraire, elle s'écrase et prend la forme d'une flaque (figure IV.6). Dans ce dernier cas, l'épaisseur h_E d'équilibre de la goutte s'obtient en résolvant l'équation (IV.6) [4] :

$$h_E = 2l_c \sin \frac{\theta_E}{2} \quad (\text{IV.6})$$



(a) De la goutte à la flaque



(b) La flaque

Figure IV.6 – Gouttes d'eau de taille croissante déposées sur du verre silanisé

Les travaux expérimentaux de C. Redon et al. (1991) [14] montrent que l'épaisseur h_E de la flaque obtenue ne dépend pas du rayon de la goutte initiale posée. Cette épaisseur d'équilibre représente l'épaisseur minimale de recouvrement d'un

film liquide stable sur une surface donnée.

1.2.3 Démouillage

Le démouillage (retrait spontané d'une couche liquide) est un phénomène de la vie courante que l'on peut observer sur un pare-brise, dans un verre d'eau ou sur la peau lorsqu'on prend son bain. Cependant, la dynamique de retrait spontané du film liquide n'est comprise que depuis quelques années. Comme nous l'avons introduit aux paragraphes précédents, en situation de mouillage total ($S \succeq 0$), un film liquide est toujours stable. En revanche si $S \prec 0$, le film démouille au dessous d'une épaisseur critique h_c ($h_c = 2l_c \sin \frac{\theta_E}{2} \equiv$ quelques mm pour l'eau sur du verre). La figure IV.7 ci-dessous exprime en situation de mouillage partiel la stabilité d'un film liquide A d'épaisseur allant du nanomètre au millimètre posé sur un substrat B en fonction de son énergie libre $F(h)$.

$$F(h) = \gamma_{AB} + \gamma_A + P(h) + \frac{1}{2}\rho gh^2 \quad (\text{IV.7})$$

Où : $P(h)$ la pression dans le liquide est dominée aux échelles microscopiques par les forces de Van der Waals (en $1/h^2$).

Selon la courbure de $F''(h)$, on prévoit deux mécanismes de démouillage :

- Si $F''(h) \succ 0$, le film est métastable, le démouillage se produit par nucléation et croissance de la zone sèche initialement générée.
- Si $F''(h) \prec 0$, le film est instable, il se brise spontanément ; c'est le régime de décomposition spinodale. L'épaisseur e_i (figure IV.7) correspondant au point d'inflexion est de l'ordre de 10 nm .

La première approche expérimentale quantitative de la dynamique du démouillage à été réalisé par Redon et al. (1991) [14]. Ils étudient le retrait de liquide suite à la nucléation d'un trou au sein du liquide par soufflage ou aspiration de liquide sur un substrat à très faible hystérésis. Ils utilisent des films de PDMS (huile de silicone) et d'alcane sur lesquels ils génèrent les trous et observent l'évolution du rayon du trou avec le temps en faisant varier la viscosité des liquides sans changer l'angle de contact (θ_E).

Il en résulte trois principales lois du démouillage :

- Le film démouille par ouverture du trou à vitesse constante dans le temps,

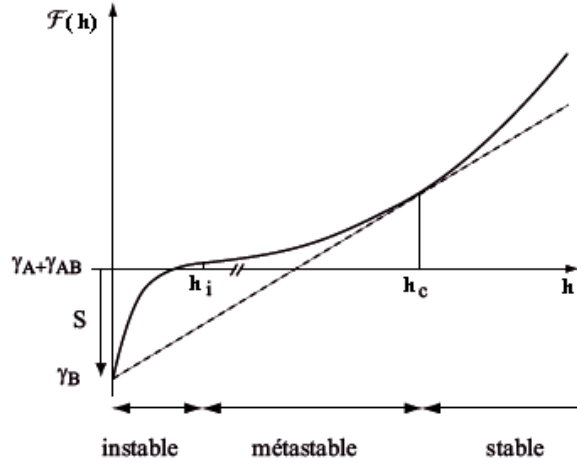


Figure IV.7 – Energie libre $F(h)$ en situation de mouillage partiel avec prise en compte des forces de Van der Walls en fonction de l'épaisseur du film h ; De Gennes et al, 2002 [4, 8].

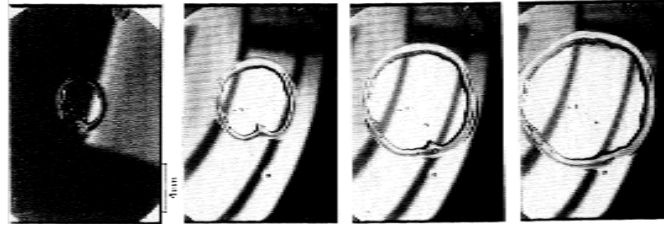


Figure IV.8 – Croissance d'une zone sèche dans un film de PDMS ($30 \mu m$) de masse moléculaire $28000 g.mol^{-1}$, déposé sur du silicium fluoré [14]

- Un bourrelet entoure le trou en collectant le liquide qui se trouvait sur la zone sèche (démouillage inertiel).
- Pour de très faibles épaisseurs ($h \ll h_c$) et dans la limite des petits angles de contact, le régime de démouillage visqueux est caractérisé par une ouverture vitesse constante du trou :

$$U_d \sim U_c \cdot \theta_E^3 \quad (IV.8)$$

Où $U_c = \frac{\gamma}{\mu}$ est la vitesse capillaire.

En effet, dans un processus de **dynamique visqueuse** ($h_i \ll h \ll h_c$), la vitesse de démouillage est donnée par l'égalité entre la force motrice $F_M = -S - \frac{1}{2}\rho gh^2$ et la force visqueuse $F_\mu \sim \frac{3\mu_L U_d}{\theta}$. Dans le cas où l'épaisseur de liquide h est non négligeable devant h_i ; la vitesse de démouillage est constante en régime capillaire

(temps court) et dépend de la différence $(h_c^2 - h^2)$. Au temps long, elle dépend du temps et le régime est diffusif.

Pour h proche de h_c , on a un ralentissement de la vitesse de démouillage qui s'annule pour $h = h_c$: on a un régime de gravité et U_d est constante et reste très faible [3].

Dans un processus de **dynamique inertielle**, la force motrice (par unité de longueur) est donnée par le paramètre d'étalement et le terme de gravité $(-S + \frac{1}{2}\rho gh^2)$. La vitesse de démouillage ici est donnée par $U_d = \sqrt{\frac{|S + (1/2)\rho gh^2|}{\rho h}}$. Le démouillage se produit dans ce régime à grande vitesse entraînant dans certain cas une onde de choc se déplaçant plus vite que les ondes capillaire [8]. Ce type de démouillage s'observe par exemple sur des surfaces superhydrophobes ou sur les films de savon. D'une manière générale, dans un processus de démouillage intertiel, le nombre de Reynolds relatif à la vitesse de démouillage est très grand ($Re_L \gg 1$) ce qui justifie le régime inertiel et le différentie en partie du régime visqueux. Les données expérimentales de Brochard-Wyart et al. [1, 2] confirment bien cette dernière remarque : $U_d = 0.1 \text{ m.s}^{-1}$, $\mu_L = 10^{-6} \text{ m}^2.\text{s}^{-1}$, $h \approx 3 \text{ mm}$, on a $Re_L = \frac{U_d h}{\mu_L} \sim 300$.

Ceci étant, le démouillage et la vitesse de démouillage restent liés à l'angle de contact (liquide et substrat) et dans le cas d'une surface hystérétique, du fait de la présence de deux angles de contact statique en avant (θ_A) et en arrière (θ_R) de la goutte, on a deux épaisseurs critiques dont la plus petite est celle correspondant à l'angle de recul (h_R) :

$$\begin{cases} \theta_R \preceq \theta_E \preceq \theta_A \\ h_R \preceq (h_E = h_c) \preceq h_A \end{cases} \quad (\text{IV.9})$$

Les lois de mouillage restent analogues à celles de la surface homogène en remplaçant h_C et θ_E par h_R et θ_R . Les trous qui se forment au sein du film liquide s'agrandissent en perdant progressivement leur formes circulaire [3, 4].

Pour un film liquide s'écoulant par gravité sur un plan incliné ou entraîné par un cisaillement d'air par exemple, les effets du mouillage se superposent à ceux de la dynamique du film et suscitent d'autres phénomènes et questions que nous présentons dans le paragraphe suivant.

2 Dynamique des films liquides et mouillage

2.1 Films liquides sous l'effet de la gravité

Reprenons nos expériences sur le film qui s'écoule sur un plan incliné. L'un des problèmes importants dans la dynamique des films minces lorsqu'on prend en compte les effets de mouillabilité est celui du dé mouillage.

La formation d'une zone sèche au sein du film liquide et le rétrécissement de sa largeur d'étalement, sont liés à un mouillage partiel du solide par le liquide. En dessous de l'épaisseur critique h_c , le film est instable et tend à dé mouiller. Dans le cas d'un substrat en verre, il est possible de le rendre hydrophile (et d'assurer ainsi la stabilité de films d'eau assez minces) en le traitant chimiquement.

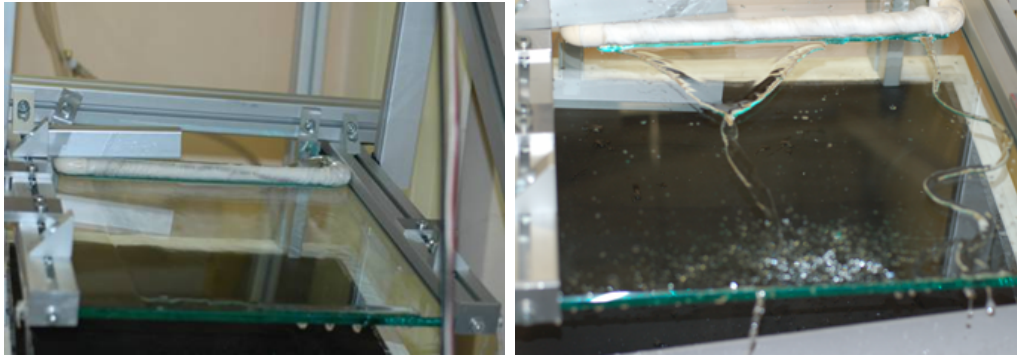
Un des procédés courants de nettoyage des plaques de verre consiste à plonger pendant une heure environ la plaque dans un mélange "piranha"². Une fois la plaque séchée, nous mesurons un angle de contact avec l'eau de l'ordre de 6° . Un film liquide mince est alors stable sur une telle plaque de verre (figure IV.9(a)).

Il est en revanche facile de rendre la plaque hydrophobe en la traitant avec un produit commercial anti-pluie de type RainX. Ce traitement consiste essentiellement à déposer une couche microscopique de graisse de silicone sur la surface. L'angle de contact obtenu est alors de 90° . Dans ce cas le film est instable et s'écoule en ruisselets qui méandrent le long de la plaque (figure IV.9(b)).

Dans certaines conditions, la forme du trou est stable. L'étude des zones sèches (trou en dynamique des films minces) a fait l'objet des travaux de Podgorski et al. (2001) [10] et de Rio et al. (2004) [16]. Comme le montre la figure IV.10 ci-dessous, à cause de l'écoulement du film liquide, tout trou formé au sein du film crée facilement une zone sèche en forme d'arche parabolique. Le bourrelet entourant la zone sèche constitue une zone de concentration du liquide provenant du film de la zone sèche comme dans le cas du trou sur le plan horizontal.

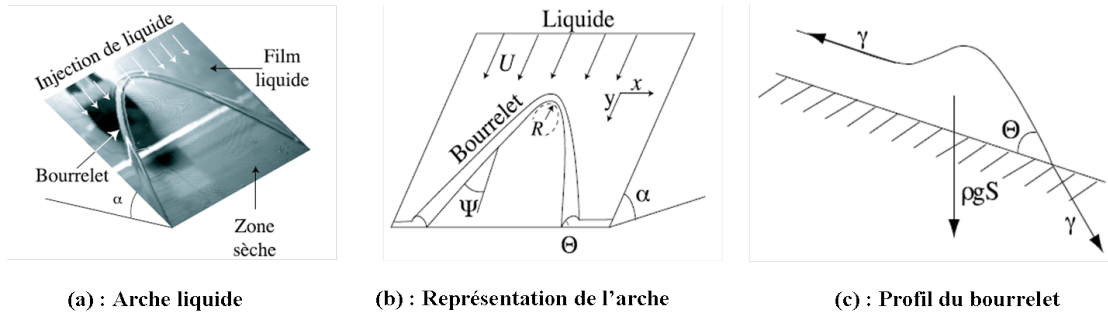
L'étude de la stabilité du bourrelet par Podgorski et al. (2000) [9] (dans des conditions de zones sèches provoquées) conduit à définir un critère de disparition des zones sèches en fonction du débit liquide autour du bourrelet. A haut débit, il apparaît que les arches sèches ne sont plus stables lorsque le rayon de courbure

2. Solution oxydante et acide composée d'un acide et d'un oxydant forts en proportion stœchiométrique ; en l'occurrence de 2/3 d'acide sulfurique et 1/3 d'eau oxygénée [9, 15].



(a) $q_o = 0.15 \text{ l.min}^{-1}$; plaque hydrophile (b) $q_o = 1.00 \text{ l.min}^{-1}$; plaque hydrophobe

Figure IV.9 – Ecoulement d'un film par gravité sur deux substrats chimiquement différents : (a) une plaque de verre hydrophile traitée au mélange piranha ; (b) une plaque de verre hydrophobe traitée au RainXTM.



(a) : Arche liquide

(b) : Représentation de l'arche

(c) : Profil du bourrelet

Figure IV.10 – Zone sèche dans un film en écoulement : la zone sèche formée prend une forme d'arche liquide en écoulement par gravité [9, 15]

au sommet de l'arche devient du même ordre que le rayon du bourrelet. Ce critère permet de déterminer un débit critique au delà duquel le trou se referme en fonction des propriétés de mouillage du liquide et de l'angle d'inclinaison :

$$Q_{haut} = \frac{U_c l_c \cdot \theta_E^{9/2}}{\sqrt{\sin \alpha}} \quad (\text{IV.10})$$

Précisons que ces études ont été réalisées avec des huiles visqueuses pour lesquelles la dynamique de l'écoulement est gouvernée par la viscosité.

A bas débit liquide (ou à faible inclinaison), le bourrelet disparaît car le modèle basé sur l'équilibre mécanique du bourrelet n'est plus valable. Le débit critique est

défini par la relation ci-dessous :

$$Q_{bas} = \frac{8}{3} \left(\sin^3 \frac{\theta_E}{2} \right) U_c l_c \sin \alpha \quad (\text{IV.11})$$

L'approche théorique de Podgorski et al. (1999) [11] s'accorde assez bien à faible inclinaison avec les résultats expérimentaux, mais pas autant à haut débit du fait de la prédominance des effets de viscosité et de déformation de l'interface. D'une manière générale, sous l'effet de la gravité, on peut avoir un écoulement de film avec des structures particulières comme ceux des figures IV.9(b) et IV.10. En rajoutant un cisaillement d'air, comment se comporte le film liquide ? La section suivante aborde de manière qualitative cette question.

2.2 Film liquide sous l'effet du cisaillement d'air : démouillage

Reprenons la configuration du chapitre III pour notre étude de l'entraînement du film liquide par le vent. La plaque est mise en position horizontale avec la fente d'injection du liquide en amont (figure IV.11). Nous nous focalisons sur deux débits liquides fixés à $q_o = 0.1$ et 0.2 l.min^{-1} (soit $Re_L = 27$ et 55 respectivement) et deux type de plaque de verre. L'une traitée au RainX anti-pluie ($\theta_A = 92^\circ$ $\theta_R = 87^\circ$) comme précédemment, et l'autre traitée au RainX anti-buée ($\theta_A = 11^\circ$ $\theta_R = 8^\circ$).

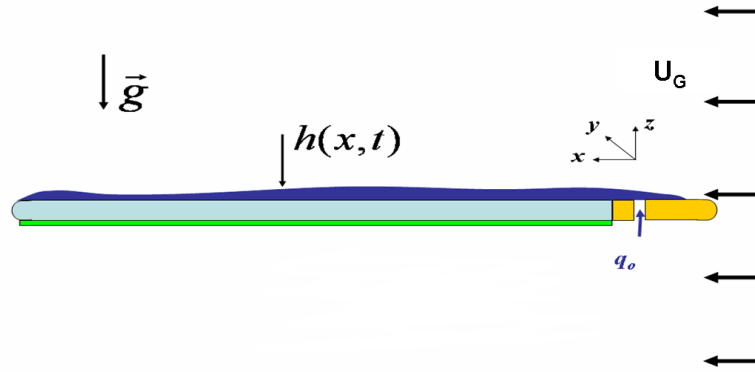


Figure IV.11 – Configuration expérimentale en cisaillement à 0°

La vitesse du vent est alors augmentée progressivement jusqu'à une valeur fixe

d'environ 18 m.s^{-1} . Dans le cas hydrophile, le film reste presque intègre et ne se troue pas malgré les ondes qui apparaissent à sa surface. Il démouille faiblement par rétrécissement à partir des barrettes de canalisation (figure IV.12). La situation est tout autre dans le cas hydrophobe : le film liquide démouille rapidement à partir de l'amont et prend la forme d'un ruisseau qui tend à former un méandre suite à des ruptures spontanées au milieu du canal. Du fait de l'entraînement du film par le cisaillement, les trous formés au centre ont tendance à se refermer (figure IV.13).

Le phénomène observé confirme notre introduction puisqu'au début de l'expérience, l'épaisseur du film est de l'ordre de 1 mm , ce qui est largement inférieur à l'épaisseur critique pour la plaque hydrophobe ($h_c \approx 4 \text{ mm}$). Lorsque la plaque est hydrophile, cette épaisseur est plus faible ($h_c \approx 500 \text{ }\mu\text{m}$) ce qui explique pourquoi le film ne démouille presque pas.

Nous avons également estimé la vitesse de formation des trous à partir des séquences d'images enregistrées avec la caméra rapide. Les mesures de vitesses de démouillage sont faites en considérant les déplacements transverses des zones sèches au cours du temps comme illustré sur la figure IV.14. Ces vitesses sont de l'ordre de quelques mètres par seconde, ce qui confirme le modèle de démouillage inertiel.

Le tableau ci-dessous récapitule les mesures de vitesses de formation des principales zones sèches (u_d) ainsi que des vitesses d'interfaces (C) du liquide correspondant.

L'analyse de ce tableau montre en particulier que la croissance des trous au sein du liquide est plus importante lors d'une rupture spontanée du film dans la zone centrale du canal qu'à partir des parois latérales. Nous notons également que dans les cas de démouillage sur plaque hydrophobe, la vitesse de surface du film (vitesse du film) est inférieure à la vitesse de croissance des trous ($C \prec u_d$). Dans les cas hydrophiles, C est proche de u_d (figure IV.12) ; ceci confirme nos observations d'un démouillage très peu marqué et la croissance assez faible des zones sèches.

Par ailleurs, en admettant un régime inertiel de démouillage puisque nous avons dans le cas de l'eau une vitesse d'ouverture spontanée de trou $u_d^* \sim \frac{\gamma}{\mu_L} \approx 70 \text{ m.s}^{-1}$ soit un nombre de Reynolds (relatif à l'ouverture) de $Re_h = 7.10^3 \succ 1$, il serait intéressant de définir une vitesse d'ouverture de trou. En effet, étant en ré-

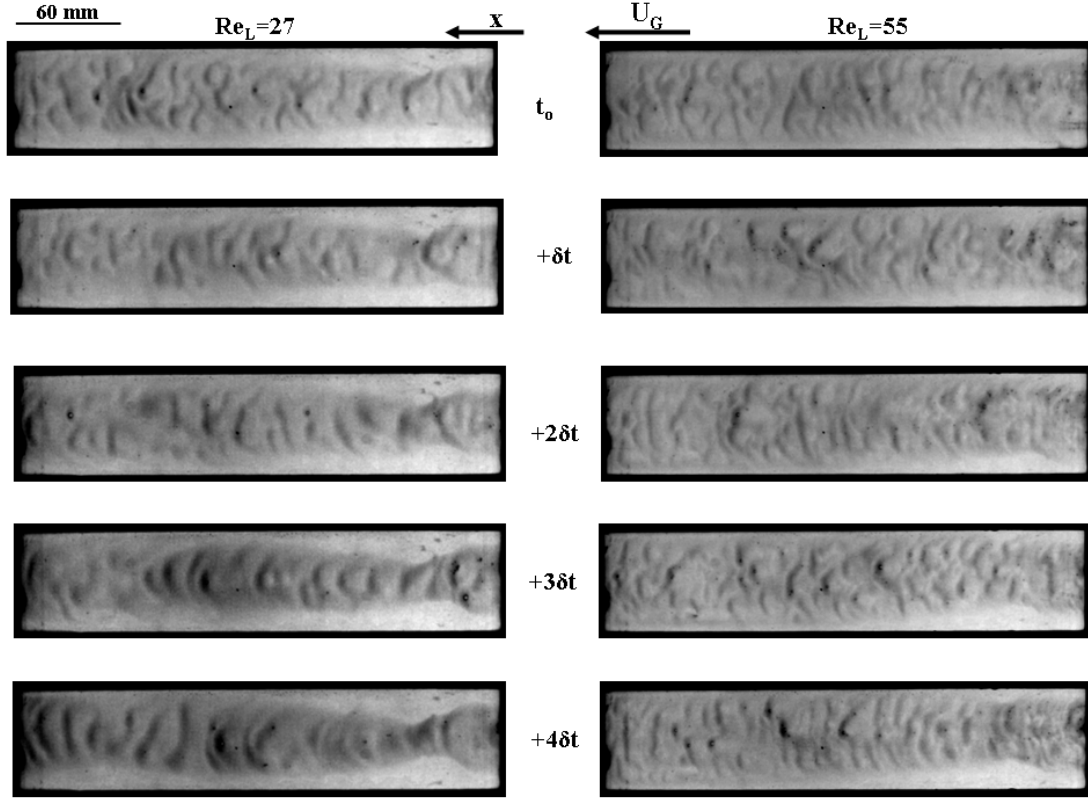


Figure IV.12 – Démouillage d'un film liquide cisaillé sur un substrat hydrophile. Les vitesses de vent sont respectivement $U_G = 17.5 \text{ m.s}^{-1}$ pour $Re_L = 27$ et $U_G = 18.5 \text{ m.s}^{-1}$ pour $Re_L = 55$ à l'instant $t = t_0 + \delta t$ lors de l'initiation des premières zones sèches; ces dernières s'ouvrent progressivement. $\delta t(Re_L = 27) = 1 \text{ s}$ et $\delta t(Re_L = 55) = 2 \text{ s}$.

gime inertiel, les effets visqueux sont négligeables par rapport aux effets d'inertie ($Re_h \gg 1$); le trou s'ouvre lorsque les effets d'inertie dus à l'ouverture du trou ($\rho_L u_d^2 h$) sont du même ordre de grandeur que les effets capillaires (γ) :

$$\begin{cases} \text{l'ouverture se fait à : } We_h \sim 1 \\ \text{avec } We_h = \frac{\rho_L u_d^2 h}{\gamma} \end{cases} \quad (\text{IV.12})$$

Dans ces conditions, la vitesse minimum d'ouverture de trou serait donnée par $u_{d,min} = \sqrt{\frac{\gamma}{\rho_L h}}$ soit $u_{d,min} \approx \sqrt{\frac{70 \cdot 10^{-3}}{10^{-3} \cdot 10^3}}$. La vitesse minimum d'ouverture de trou serait donc d'après cette analyse de l'ordre de 0.25 m.s^{-1} . Cette valeur est bien de l'ordre des vitesses d'ouvertures mesurées en particulier dans le cas hydrophile où

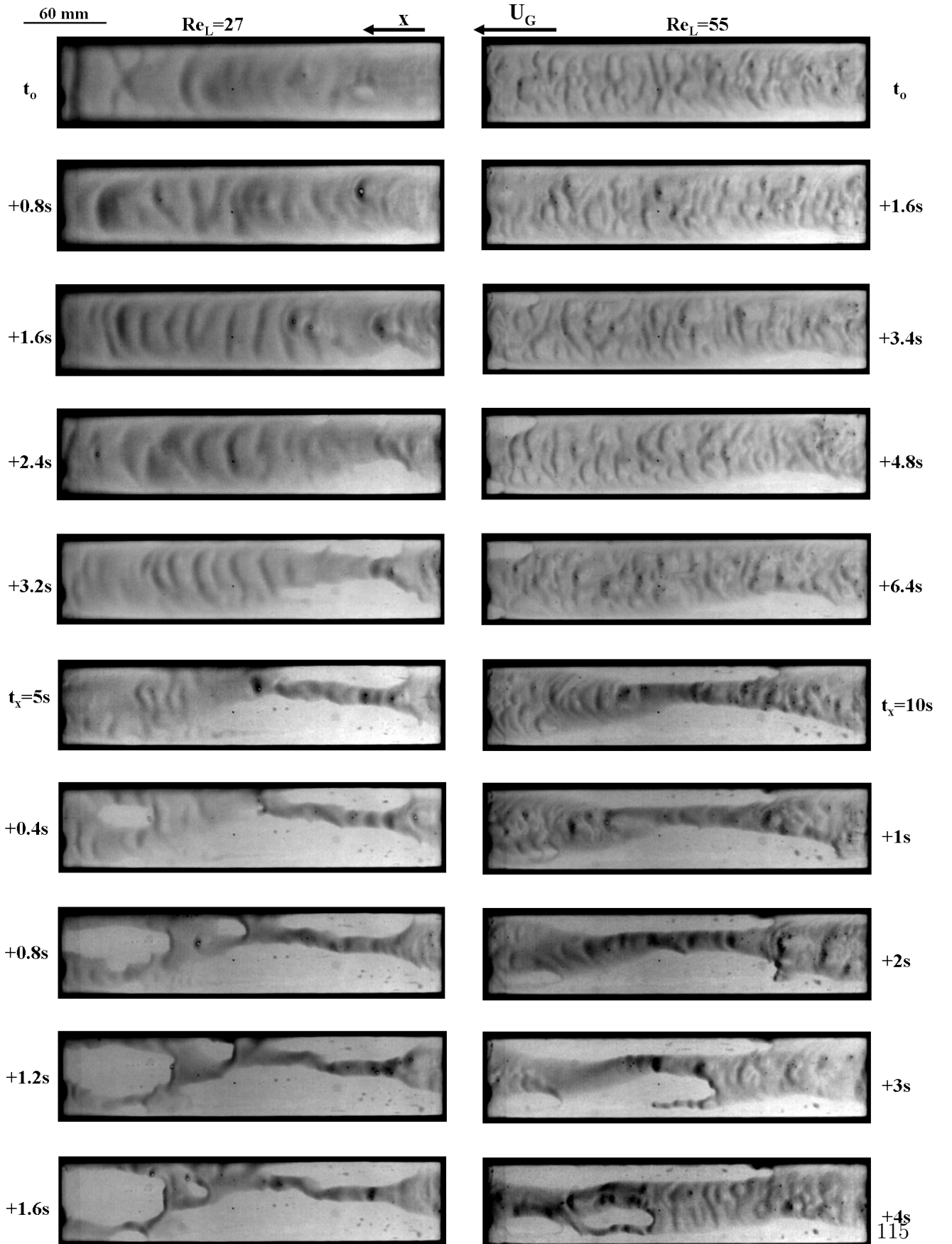


Figure IV.13 – Démouillage d'un film liquide cisailé sur un substrat hydrophobe. La vitesse de vent est à $U_G \approx 17 \text{ m.s}^{-1}$ à $t = t_0 + \delta t$ lors de l'initiation de la première zone sèche. Elle est maintenue constante au cours de l'agrandissement progressivement de la zone sèche.

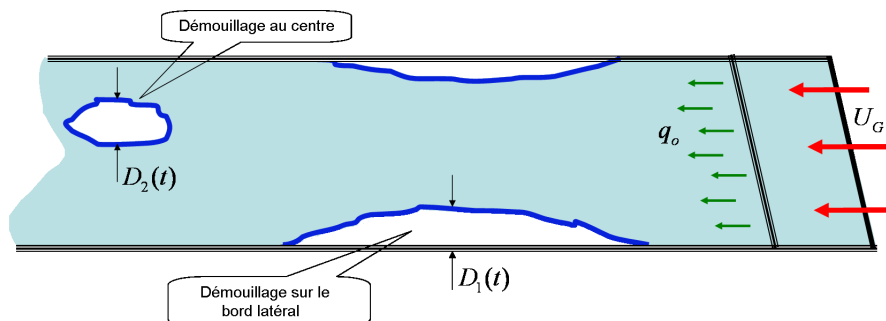


Figure IV.14 – Mesure de la vitesse de démouillage : on considère l'ouverture transversale de la zone sèche ; $u_d = \frac{D(t)}{\Delta t}$.

	Hydrophobe $Re_L = 27$				Hydrophobe $Re_L = 55$	
$C \text{ (m.s}^{-1}\text{)}$	0.21				0.66	
Trou :	latéral 1	latéral 2	central 1	central 2	latéral 1	latéral 2
$u_d \text{ (m.s}^{-1}\text{)}$	1.7	1.9	3.1	2.9	1.1	1.2
	Hydrophile $Re_L = 27$				Hydrophile $Re_L = 55$	
$C \text{ (m.s}^{-1}\text{)}$	0.25				0.40	
Trou :	latéral 1				latéral 1	latéral 2
$u_d \text{ (m.s}^{-1}\text{)}$	0.46				0.42	0.41

Tableau IV.1 – Ordre de grandeur de vitesses de démouillage (u_d) et de vitesse d'interface liquide (C) sous l'effet du cisaillement d'air. Seules sont pris en comptes les principales zones sèches numérotées ici par ordre d'apparition.

le démouillage était moins marqué. Nous notons qu'en régime inertiel, la vitesse de démouillage est déduite de l'équilibre des effets inertiels et des effets capillaires.

Enfin, notons que les petites taches sombres qu'on observe dans les zones sèches représentent des gouttes liquides formées par arrachement puis déposition de fraction liquide suite au démouillage. Les gouttes tendent à se déplacer sous l'action du vent. L'étude de leur dynamique fait l'objet du chapitre suivant.

Conclusion

Nous avons montré l'importance des phénomènes liés au mouillage et à la capillarité dans l'étude des films liquides et en particulier dans le contexte automobile. D'une manière expérimentale, nous avons mis en évidence le passage d'un écoulement de film liquide à un écoulement de gouttes et méandre suite à une déstabilisation et à la rupture du film liquide par un écoulement d'air.

Cependant, la déstabilisation et la rupture d'un film liquide par un écoulement d'air tout comme celle d'un jet liquide (étudié expérimentalement au LEGI)³ est un problème complexe. Pour une introduction à la problématique des gouttes soufflées, nous nous limiterons à l'approche ci-dessus. En ce qui concerne les ruisselets, nous renvoyons le lecteur aux travaux réalisés au Laboratoire de Physique et Mécanique des Milieux hétérogènes dans l'équipe de L.Limat [6, 9].

3. D'intéressants travaux sur l'atomisation par jet cisailé ont été réalisés au Laboratoire des Ecoulements Géophysiques et Industriels de Grenoble.

Références bibliographiques : B.4

- [1] C. ANDRIEU, C. SYKES, AND F. BROCHARD-WYART. . J. Adhesion **58**, (1996). [91](#)
- [2] A. BUGUIN, L. VOVELLE, AND F. BROCHARD-WYART. . Phys. Rev. Lett. **83**, 1183 (1998). [91](#)
- [3] T. CUBAUD. *Mouillage et dé mouillage sur surfaces hétérogène*. PhD thesis , (2001). [91](#)
- [4] P-G. DE GENNES, F. BROCHARD-WYART, AND D. QUÉRÉ. *Gouttes, bulles, perles et ondes*. Belin , (2002). [89](#), [90](#), [91](#)
- [5] G. DELON. *Nature de la transition d'entraînement d'un film liquide*. PhD thesis , (2007).
- [6] N. LE GRAND-PITEIRA. *Ruissellement avec effets de mouillage : Gouttes et Méandres sur un plan incliné*. PhD thesis , (2006). [98](#)
- [7] N. LE GRAND, A. DAERR, AND L. LIMAT. *Shape and motion of drops sliding down an inclined plane*. J. Fluid Mech. **541**, 293–315 (2005).
- [8] X. NOBLIN. *Mouillage et Dé mouillage Inertiel : Triplons, Flaques vibrées, Ondes de chocs*. PhD thesis , (2004). [90](#), [91](#)
- [9] T. PODGORSKI. *Ruissellement en conditions de mouillage partiel*. PhD thesis , (2000). [92](#), [93](#), [98](#)
- [10] T. PODGORSKI, J-M FLESSELLES, AND L. LIMAT. *Corners, cusps and pearls in running drops*. Phys. Rev. Lett. **83**(3), 036102 (2001). [92](#)

- [11] T.PODGORSKI, J-M FLESSELLES, AND L. LIMAT. *Dry arches within flowing films*. Phys. Fluids **11**(4), 845-852 (1999). [93](#)
- [12] D. QUÉRE, AND A. DE RYCK. *Le mouillage dynamique des fibres*. E.P.D. Sciences. Annales de Physique **23**, n° 1, 1-154 (1998).
- [13] D. QUÉRE, M.J. AZZOPARDI, AND L. DELATTRE. *Drops at Rest on a Tilted Plane*. Langmuir **14**, 2213-2216 (1998).
- [14] C.REDON, F. BROCHARD-WYART, AND F. RONDELEZ. *Dynamics of dewetting*. Phys. Rev. Lett. **66**, 715-718 (1991). [89](#), [90](#), [91](#)
- [15] E. RIO. *Gouttes, Flaques, et Arches sèches : Des lignes de contact en présence d'écoulement*. PhD thesis, Paris VI , (2005). [92](#), [93](#)
- [16] E. RIO, A. DAERR, AND L. LIMAT. *Probing with a laser sheet the contact angle distribution along a contact line*. J. Coll. Int. Sc. **269**, 164 (2004). [92](#)
- [17] E. RIO, A. DAERR, B. ANDREOTTI AND L. LIMAT. *Boundary conditions in the vicinity of a dynamic contact line : Experiment investigation of viscous drops sliding down an inclined plane*. Phys. Rev. Lett. **94**, 024503 (2005).
- [18] J. H. SNOEIJER, E. RIO, N. LE GRAND, AND L. LIMAT. *Self-similar flow and contact line geometry at the rear of cornered drops*. Phys. Fluids **17**, 072101 (2005).

Chapitre V

Gouttes en gravité et cisaillement

Introduction

Dans le chapitre précédent, nous avons montré comment suivant les conditions de mouillabilité du substrat, on aboutissait à des situations de gouttes liquides ou de flaques. La mise en mouvement (ou l'évacuation dans le sens aérodynamique automobile) de ces gouttes peut se faire soit par l'action de la gravité sur les gouttes soit par celle d'un écoulement d'air. Bien que , la mise en mouvement d'une goutte soit assez simple, les théories physiques décrivant ce phénomène sont loin d'être triviales.

– **Divergence des contraintes visqueuses à la ligne de contact (paroi) :**

En effet, le déplacement d'une goutte met en jeu le mouvement de la ligne de contact qui pose un sérieux problème hydrodynamique car la condition d'adhérence à la paroi ($u = 0$ à $z = 0$) au niveau de cette ligne de contact (contour de goutte) n'est plus vérifiée. Ceci est dû au fait qu'en s'approchant de la ligne de contact (figure V.1), l'épaisseur de liquide tend vers 0 et le gradient vitesse diverge ($\frac{\delta u}{\delta h} \equiv \frac{u_L}{h}$) impliquant une divergence des contraintes visqueuses ainsi que les forces visqueuses intégrées et la dissipation d'énergie visqueuse dans le volume de la goutte :

$$\begin{cases} \sigma = \mu_L \frac{\partial u}{\partial z} \propto \mu_L \frac{u_L}{h} \\ \left(\mu_L \frac{u_L}{h} \right)_{h \rightarrow 0} \rightarrow \infty \end{cases} \quad (\text{V.1})$$

Pour lever ce paradoxe (de la ligne de contact), il existe différentes approches :

- des approches purement hydrodynamiques (par ex. De Gennes (1979) [6])

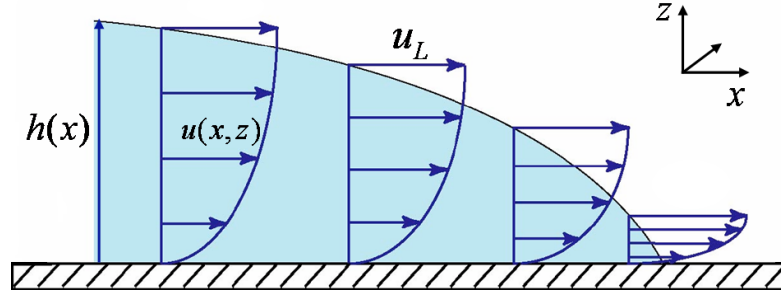


Figure V.1 – Le paradoxe de la ligne de contact : celle-ci se déplace (en pratique) alors que la condition (classique) d’adhérence à la paroi lui prête une vitesse nulle

- puis Cox (1986) [4]) dans lesquelles on introduit une longueur de glissement microscopique en deçà de laquelle les contraintes visqueuses sont bornées ;
- des approches physique où le problème hydrodynamique microscopique est raccordé à un problème microscopique où on prend en compte la nature non continue du liquide [2, 13, 31].

Dans les modèles hydrodynamiques, la longueur de glissement ou longueur de coupure est une longueur moléculaire de l’ordre de quelques fractions de micromètres pour les liquides usuels ($\theta_E \preceq 90^\circ$). Elle dépend principalement de la force due aux interactions liquide/solide et de la rugosité du substrat [24]. Les modèles physique quant à eux supposent une interface liquide/solide diffuse où le liquide se déplace par saut moléculaire. Dans cette étude, nous nous focaliserons principalement sur les modèles hydrodynamiques.

La divergence des gradients de vitesse induit également une divergence de la courbure de la surface libre [20], le gradient de pression capillaire étant le seul terme disponible proche de la ligne de contact. Par conséquent, les angles de contact, dont la connaissance est nécessaire en tant que condition aux limites pour la résolution mathématique du problème hydrodynamique (dynamique de la goutte), dépendent de l’échelle à laquelle ils sont observés (figure V.2) [33].

– Transition de mouillage dynamique :

Lorsqu’une goutte (ou tout système liquide présentant une ligne de contact) se déplace sur un solide, la distribution d’angle de contact sur le pourtour de la goutte varie avec la vitesse de cette dernière. Cette distribution d’angle de contact se traduit par un changement de la forme de la goutte et l’apparition d’une pointe

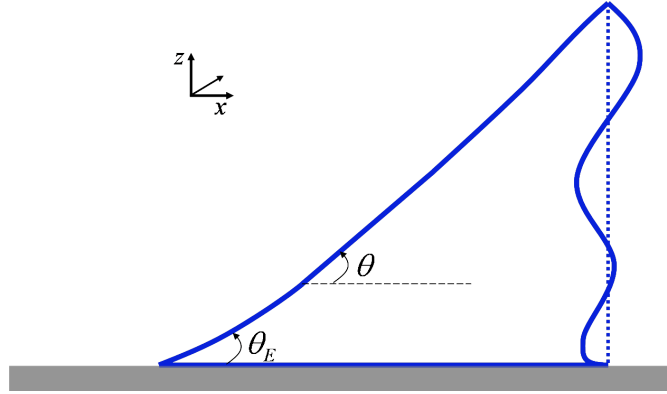


Figure V.2 – Coupe de goutte proche de la ligne triple : L’angle de contact est vu comme une pente de l’interface, égal à l’angle de Young θ_E à une distance microscopique de la ligne de contact [16, 19] et égal à un angle de contact apparent θ à une distance macroscopique. La pente de l’interface dépend de la distance à laquelle on se trouve de la ligne de contact.

à l’arrière de celle-ci. Pour une vitesse de déplacement de la goutte (de la ligne de contact) importante, les effets visqueux proches de la ligne de contact et la condition de non-glissement (ou presque) à la paroi provoquent un dépôt de liquide en forme de gouttelettes satellites derrière la goutte principale : la goutte perle (figure V.3).

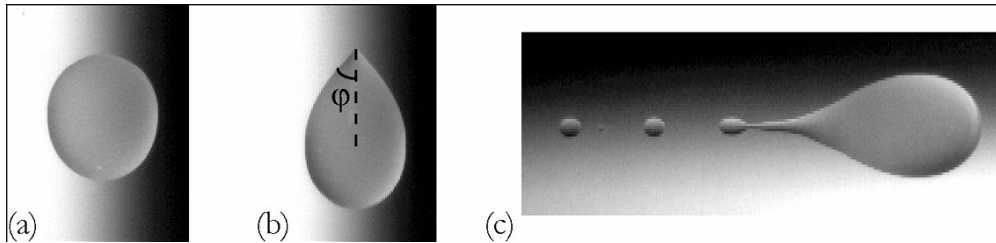


Figure V.3 – Gouttes d’huile ruisselant par gravité sur un plan incliné (plaque de verre fluorée) pour différentes inclinaison du plan : de (a) à (c), la goutte part d’une forme de calotte quasi-sphérique à une forme en fuseau dont la pointe arrière finit par perler à grande vitesse de goutte (forte inclinaison du plan) Podgorski et al. 2000 [25].

Lorsque la vitesse de la ligne de contact augmente, l’angle dynamique de reculée diminue. Selon Derjaguin et al. (1964) [11], à partir d’une certaine vitesse de la goutte, une transition, dite de mouillage dynamique, devrait se produire au moment où l’angle de contact de reculée atteint la valeur nulle. La ligne de contact devrait alors laisser un film derrière elle. Pour les gouttes, cette transition peut être retardée par l’apparition du coin [2, 26]. En effet, la ligne de contact prend une

forme pointue caractérisée par un angle φ par rapport à la direction du mouvement (figure V.3(b)). La composante de la vitesse normale à la ligne de contact devient égale à $u_L \sin \varphi$, ce qui permet à la vitesse de la goutte de dépasser u_L jusqu'à $u_L / \sin \varphi$; seuil à partir duquel on observe des pointes de perlage. La variation des angles de contact en fonction de la vitesse de la goutte définit alors le mouillage dynamique et par suite la forme et la nature de la dynamique du liquide.

Bien que plusieurs modèles différents définissent cette notion de mouillage dynamique, deux d'entre eux se distinguent de part leurs approches physiques :

1. **Modèle de Cox-Voinov** : Il s'agit d'une approche hydrodynamique (Navier-Stokes) de l'écoulement dans la goutte en se plaçant dans les hypothèses de lubrification en écoulement bidimensionnel :

$$\vec{\nabla} p + \mu_L \Delta \vec{u} = 0 \quad (\text{V.2})$$

la projection selon l'axe x donne :

$$\partial_x p + \mu_L \frac{\partial^2 u_x(z)}{\partial z^2} \quad (\text{V.3})$$

où p est la pression dans le liquide et $u_x = u$ la composante de la vitesse suivant l'axe x (avec d'une manière générale $\vec{u}(u, v, w)$).

Le profil de vitesse dans la goutte suit ainsi une loi de Poiseuille $\left(u_x = \frac{3}{2} \frac{u_L}{h^2} (z^2 - 2zh)\right)$.

La pression à l'échelle microscopique (ligne triple) se réduit à la pression capillaire ($p = \gamma \cdot \partial_{xx} h / \partial h^2$). La relation (V.3) se réduit alors à l'équation différentielle :

$$\partial_{xxx} h = \frac{3Ca}{h^2} \quad (\text{V.4})$$

où $Ca = \frac{\mu_L u_L}{\gamma}$ est le nombre capillaire et $h = x \tan \theta$ où θ est l'angle que fait la tangente à l'interface avec l'horizontale.

Pour θ faible, l'intégration analytique de l'équation (V.4) entre :

- une certaine longueur macroscopique L_1 à laquelle on observe l'angle de contact dynamique θ et
- une longueur microscopique L_2 à laquelle on observe l'angle d'équilibre θ_E (imposé comme condition d'équilibre),

donne la relation suivante (relation de Cox-Voinov) :

$$\theta^3 - \theta_E^3 = 9Ca \ln \frac{L_1}{L_2} \quad (\text{V.5})$$

2. Modèle de De Gennes : Ce modèle est basé sur un bilan énergétique entre le travail des forces capillaires à la ligne de contact et la dissipation visqueuse s'exerçant au voisinage de cette ligne. En effet, la variation de l'angle de contact avec le nombre capillaire (vitesse de déplacement du système) est à l'origine d'un déséquilibre de forces qui compense les contraintes visqueuses. La question de la divergence des contraintes visqueuses est résolue en faisant un bilan énergétique dans le trapèze délimité par les longueurs macroscopique L_1 et microscopique L_2 . Ainsi :

- Le travail des forces capillaires entraînant une variation d'angle de contact dynamique θ à l'angle θ_E s'écrit comme suit :

$$dW_c = \gamma (\cos \theta_E - \cos \theta) u_L dt \quad (\text{V.6})$$

- Le travail de la force $\int_L^{L_1} 2\mu_L \left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)_{z=0} dx$ sur un déplacement $u_L dt$ s'écrit :

$$dW_\mu = \mu_L \frac{3u_L^2}{\theta} \ln \frac{L_1}{L_2} dt \quad (\text{V.7})$$

Pour θ faible, le bilan d'énergie entre les effets capillaires et visqueux lorsque la ligne de contact se déplace d'une distance $u_L dt$ est donné par la relation (relation de De Gennes) :

$$\theta (\theta^2 - \theta_E^2) = 6Ca \ln \frac{L_1}{L_2} \quad (\text{V.8})$$

Dans chacune des relations de mouillage dynamique, l'angle de contact θ peut en fonction du sens de déplacement du liquide être remplacé par les angles d'avancée $\theta_{A,d}$ et de recul $\theta_{R,d}$ dynamiques. La principale différence entre ces deux modèles dont les expressions se ressemblent (polynôme en θ^3) porte sur l'angle critique à la transition de mouillage. Le modèle de Cox-Voinov prévoit une transition de mouillage pour un angle de contact de recul nul alors qu'au contraire, le modèle de De Gennes suppose une transition de mouillage pour un angle critique non-nul

$\theta_c = \theta_s/\sqrt{3}$. Des travaux expérimentaux récents [34] de mesure d'angle d'avancée et de recul dynamique de gouttes ruisselant, montrent qu'en fonction de l'échelle de mesure (macroscopique et "mesoscopique" dans ce cas), le modèle de Cox-Voinov rend mieux compte des données expérimentales que celui de De Gennes.

Par ailleurs, une autre approche du mouillage dynamique se base sur une théorie de cinétique moléculaire pour expliquer les mécanismes de mouvement de la ligne de contact [2, 13]. Le déplacement de la ligne de contact provient ici des déplacements moléculaires individuels qui modifient l'équilibre d'absorption de la ligne de contact. L'énergie est alors supposée se dissiper uniquement à la ligne de contact par absorption et désorption et non par dissipation visqueuse dans le volume. Pomeau (2000, 2001, 2002) [29–31] stipule que la ligne de contact se déplace par évaporation ou par condensation de vapeur. Dans le cas de l'évaporation, les molécules passent de liquide à vapeur en franchissant une barrière de potentiel élevé suivant un processus lent par rapport aux vitesses moléculaires. Ainsi pour un facteur d'Arrhenius K faible, le mouvement de la ligne de contact conduit à un changement de la dynamique des fonctions entrant dans la théorie de Van der Waals. Pour de faibles déformations, il aboutit à l'approximation linéaire suivante :

$$K (\theta - \theta_E) \approx Ca \quad (\text{V.9})$$

Notons que cette description du problème de la ligne de contact n'a pas fait l'objet jusqu'à présent d'une vérification expérimentale.

– **Position du problème :**

D'une manière générale, la dynamique d'une goutte dépend intimement des conditions de mouillage dynamique. Bien que la validité des différents modèles présentés restent à l'heure actuelle une question ouverte, les travaux de Rio et al. [36] et Le Grand et al. [22] ont permis de valider l'approche de Cox et Voinov dans le cas d'une goutte se déplaçant par gravité.

En ce qui concerne la transition dynamique du mouillage, il est important de prendre en compte les effets hydrodynamiques à toutes les échelles [10].

Lorsque la goutte se déplace sous l'effet d'un cisaillement d'air par exemple, la connaissance de la vitesse de la goutte en fonction de la cause de son déplacement reste à la base du problème. Ce problème n'est pas particulièrement évident car

la question est de savoir, en admettant que le cisaillement d'air fixe la vitesse de la goutte, quel est la traînée subie par la goutte dont la forme peut évoluer en fonction de la vitesse.

Le problème des gouttes soufflées jusqu'ici reste encore une problématique assez peu explorée. J. Bico et M. Fermigier (2006) [1] se sont intéressés expérimentalement à cette problématique dans le cadre d'un stage au laboratoire PMMH de l'ESPCI. Cette étude fait suite à cette première approche. Durbin [14] étudie numériquement la variation de forme de la goutte en fonction de la vitesse d'air et met en évidence un nombre de Weber critique de déplacement de la goutte en fonction de l'hystérésis de mouillage. Numériquement, Spelt et al. [15] se sont intéressés à l'initiation du mouvement ainsi qu'à la déformation de la goutte pour des nombres de Reynolds de gaz modérés. Ils notent principalement un développement de structures tridimensionnelles d'écoulement autour de la goutte dû aux effets d'inertie. Milnes et al. [23] montrent expérimentalement que la vitesse d'air d'initiation du mouvement de la goutte est liée au rapport de la longueur de base de la goutte par sa surface.

Dans ce chapitre, nous nous intéressons particulièrement à la traînée subie par la goutte ainsi qu'à l'écoulement à l'intérieur de celle-ci. Nous explorons succinctement l'évolution de la forme de la goutte et les interactions possibles entre gouttes dans le cas d'un champ de gouttelettes.

1 Dispositif Expérimental

1.1 Le montage

Le dispositif expérimental est constitué d'une petite soufflerie (figure V.4) dont le convergent débouche sur une veine d'essais de section carrée ($100 \times 100 \text{ mm}^2$) et longue de 350 mm . La veine est ouverte à sa partie supérieure et la dépose de goutte se fait par le haut à l'aide de micro-pipettes. Le plancher de la veine est une plaque de verre sur laquelle on applique différents traitements en fonction du liquide utilisé. Une caméra CCD placée perpendiculairement au plancher, sert à visualiser le déplacement des gouttes. L'ensemble du dispositif peut être incliné d'un angle α variant de 0° à 90° par rapport à l'horizontale.

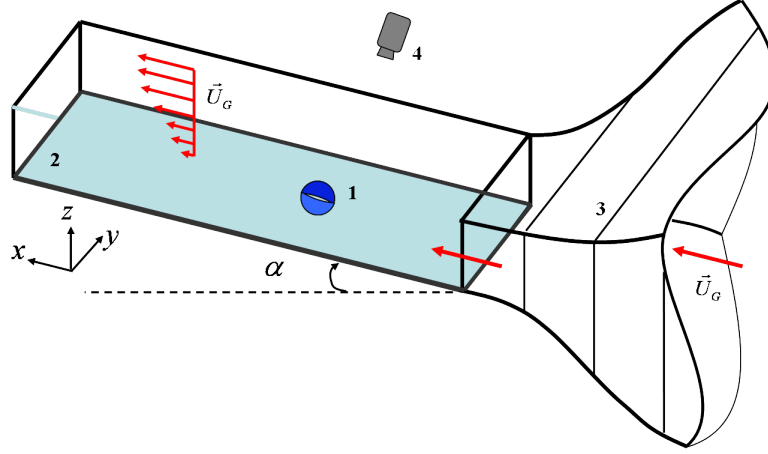


Figure V.4 – Schéma du dispositif expérimental. Le planché de la veine de soufflerie sert de substrat pour les gouttes ; la veine est de dimension $150 \times 150 \times 350 \text{ mm}^3$: (1) goutte, (2) plaque de verre chimiquement traité, (3) convergent de la soufflerie, (4) camera CCD.

L'écoulement d'air généré par la soufflerie peut atteindre en sortie de veine une vitesse d'air d'environ 14 m.s^{-1} . La vitesse en sortie de convergent est donnée par un tube de Pitot et la description de cette couche limite par anémométrie à fil chaud présente bien un profil logarithmique de type couche limite turbulente. Avec un taux de fluctuation de vitesse d'environ 5% dans la veine, des mesures indiquent une épaisseur de couche limite d'environ 2.5 cm au dessus de la plaque de verre. D'autre part aucune chute sensible de vitesse n'est observée le long de la veine malgré l'ouverture supérieure de la veine (Annexe 1).

Le volume des gouttes posé est de l'ordre de la dizaine de micro-litre ce qui correspond à une taille millimétrique. Ainsi, ces dernières sont entièrement immergées dans la couche limite. Pour des raisons pratiques, les mesures sont réalisées uniquement en inclinaison verticale et horizontale.

1.2 Les liquides et les substrats

Nous avons réalisé cette étude en situation de mouillage partiel à l'aide d'un système modèle : huile de silicone/substrat fluoré. Ce système modèle a déjà été utilisé à plusieurs reprises [10, 21, 34, 35] ; un de ses avantages est de présenter une faible hystérésis d'angle de contact en gardant une bonne stabilité capillaire.

– L’huile de silicone :

Les huiles de silicone sont composées de PolyDi-Méthyl Siloxane (PDMS) de formule chimique $Si_n(CH_3)_{2n+1}O_{n-1}$. Les groupements méthyl leur confèrent des propriétés d’hydrophobie et d’anti-adhérence. Elles sont couramment utilisées dans l’industrie mécanique pour la lubrification et de plus dans la recherche du fait de leurs propriétés physico-chimiques intéressantes. En effet, synthétisées par polycondensation, leurs viscosités varient sur plusieurs ordres de grandeur en fonction du degré de polymérisation alors que leur densité reste proche de 1. Contrairement à l’eau ($\gamma = 72 \text{ mN.m}^{-1}$), les huiles de silicone sont peu sensibles à la contamination du fait de leur basse tension de surface ($\gamma \approx 20 \text{ mN.m}^{-1}$). Pour nos mesures, nous avons utilisé quatre huiles de type 47V dont les propriétés sont regroupées dans le tableau V.1.

huile	viscosité μ_L (cP)	densité d	tension de surf. γ (mN.m^{-1})
47V5	5.1	0.930	20.05
47V20	19.1	0.951	20.90
47V50	49.1	0.950	20.90
47V100	103.7	0.964	20.90

Tableau V.1 – Propriétés physiques d’huiles de silicone utilisées. La viscosité dynamique est exprimé en centipoises : $1 \text{ cP} = 10^{-3} \text{ kg.m}^{-1}.\text{s}^{-1} = \mu_{eau}$ (viscosité dynamique de l’eau).

– Le substrat fluoré :

Le substrat en verre est recouvert d’une fine couche de FC725, fluoro-polymère commercial produit par 3M(FC725). Le FC725 est dilué au 1/6 par de l’acétate d’éthyle et le vernis ainsi obtenu est enduit par entraînement dynamique et séchage rapide (quelques secondes) du film déposé. Pour cela, la plaque de verre est tirée verticalement à 0.1 mm.s^{-1} hors du mélange fluoré qui laisse un fin film liquide sur la plaque qui se sèche rapidement. Les travaux de Delon et al. (2007) [10] montrent qu’à une vitesse inférieure ou égale à 1 mm.s^{-1} , la surface obtenue est géométriquement uniforme et chimiquement homogène. Celle-ci doit donc être mise à l’abri de tout contact mécanique qui endommagerait son traitement avant les essais.

Les caractéristiques de mouillage du couple huile - verre fluoré permettent d'avoir un mouillage partiel avec les angles de contact statiques d'avancée et de reculée voisins de 50° ($\theta_{A,s} = 55 \pm 1^\circ$ et $\theta_{R,s} = 47 \pm 1^\circ$) pour une hystérésis de $\Delta\theta = 8 \pm 1^\circ$.

En plus de ce système modèle, nous avons utilisé d'autres couples relativement moins bien calibrés. Il s'agit de l'eau sur un film de polyéthylène et l'eau mélangée à de la glycérine sur du verre traité au RainX anti pluie (produit commercial). Les propriétés de mouillage des couples sont présentées sur le tableau V.2 :

couple	$\theta_{A,s}$	$\theta_{R,s}$	$\Delta\theta$
PDMS - FC725	$55 \pm 1^\circ$	$47 \pm 1^\circ$	$8 \pm 1^\circ$
H2O - Polyéthylène	$80 \pm 1^\circ$	$69 \pm 1^\circ$	$11 \pm 1^\circ$
(H2O+ Gly) - RainX	$90 \pm 2^\circ$	$82 \pm 2^\circ$	$7 \pm 2^\circ$

Tableau V.2 – Caractéristiques de mouillage des couples liquide-substrat utilisés. la glycérine est abrégée "Gly" dans le tableau, $\Delta\theta$ représente l'hystérésis d'angle de contact.

Le couple H2O - Polyéthylène a une hystérésis assez importante alors que le couple (H2O + Glycérine) - RainX présente quelques problèmes de reproductibilité en fonction du lot de RainX utilisé. Nous nous focaliserons donc sur des mesures réalisées avec le système PDMS-FC725.

2 Analyse de la dynamique de la goutte

Nous présentons ici une approche de loi d'échelle sur la dynamique de la goutte en comparant les différents efforts s'exerçant sur la goutte. Ensuite, nous comparons nos résultats aux modèles classiques de dynamique de la ligne de contact.

2.1 Analyse dimensionnelle

Considérons une gouttelette de liquide de volume Ω posée sur un substrat horizontal et dont la forme reste proche d'une calotte sphérique (figure V.5(a)). Lorsqu'on souffle sur la goutte, celle-ci ajuste légèrement sa forme et ne commence à se déplacer qu'à partir d'une certaine vitesse de vent du fait de l'hystérésis du substrat (figure V.5(b)). Lorsque pour une vitesse U_G quelconque de soufflage, le

substrat est incliné d'un angle $\alpha \neq 0$, la goutte remonte le plan ou le redescend dans le sens contraire en fonction de la vitesse d'air imposée (figures V.5(c) et V.5(d)) comme dans le cas des films liquides. La goutte ajuste quel que soit les conditions imposées sa forme (angles de contact d'avancée et de reculée) en fonction de sa vitesse u_L de déplacement.

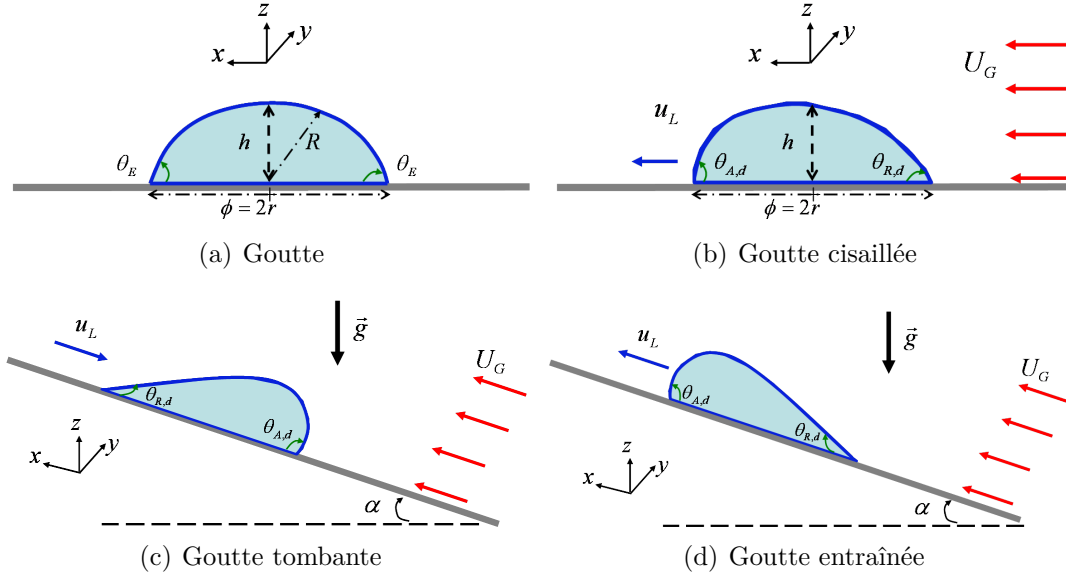


Figure V.5 – Configurations de la goutte soufflée

En considérant qu'à cisaillement et volume de goutte donnés et à inclinaison quelconque, la goutte se déplace en régime établi à une vitesse constante u_L , faisons un bilan des forces s'exerçant sur la goutte dans sa direction de déplacement :

- le poids de la goutte : $P_g = \Omega \rho_L g \sin \alpha$
- la force capillaire due à l'hystérésis de la goutte : $F_\gamma \propto \phi \gamma (\cos \theta_{A,s} - \cos \theta_{R,s})$
- la force aérodynamique ("traînée de forme") : $F_G = \frac{1}{2} C_x S_1 \rho_G U_G^2$
- la force de frottement visqueux dans la goutte : $F_\mu \propto S_2 \mu_L \frac{u_L}{h}$

Les surfaces S_1 et S_2 sont respectivement les surfaces à l'air (section de "calotte") et au sol (section de base) de la goutte. Les gouttes étant de petite taille, prenons : $S_1 \approx h \cdot \phi_y$ et $S_2 \approx \phi \cdot \phi_y$; où ϕ et ϕ_y sont respectivement la longueur et la largeur de la goutte (diamètres équivalents de la goutte). A ces forces, il faudrait ajouter une force visqueuse f_μ motrice qui est à la cause de l'écoulement (recirculation) dans la goutte induite par l'écoulement d'air. Celle-ci représente en effet la traînée

de frottement dans la goutte qui est présente dès qu'on impose le vent même si la goutte reste statique. La traînée de frottement $f_\mu \propto S_2 \mu_L \frac{u_{rec}}{h}$ peut d'une manière générale être négligée par rapport à la traînée de forme, dans le cas d'un objet mal profilé à grand nombre de Reynolds.

En considérant les forces par unité de longueur et en considérant la couche de liquide loin de la ligne de contact $h \neq 0$), nous avons :

$$h\gamma (\cos \theta_{A,s} - \cos \theta_{R,s}) + S_2 \mu_L \frac{u_L}{h} = \left(\frac{1}{2} C_x S_1 \rho_G U_G^2 + f_\mu \right) + \Omega \rho_L g \sin \alpha \quad (\text{V.10})$$

En divisant l'équation (V.10) par $h\gamma$, on a :

$$\Delta \cos \theta_s + \frac{\phi}{h} u_L \frac{\mu_L}{\gamma} = \left(\frac{\rho_G U_G^2 h}{\gamma} C_x + \frac{f_\mu}{h\gamma} \right) - \frac{\rho_L g \Omega^{2/3}}{\gamma} \sin \alpha \quad (\text{V.11})$$

Soit d'une manière globale et en négligeant la traînée de frottement (car $Re_{gtte} = \frac{U_G \Omega^{1/3}}{\nu_G} \sim 10^4$) :

$$Ca \sim (We \cdot C_x - Bo \cdot \sin \alpha - \Delta \cos \theta_s) \quad (\text{V.12})$$

Avec $Bo = \frac{\rho_L g \Omega^{2/3}}{\gamma}$ le nombre de Bond et $We = \frac{\rho_G U_G^2 h}{\gamma}$ le nombre de Weber. La hauteur h de la goutte est liée à son volume et est de l'ordre de $\Omega^{1/3}$. En tenant compte de la figure V.5(a), le rapport $\frac{\phi}{h} = f(\theta_E) = \left(\frac{3}{\pi} \cdot \frac{1}{(2 + \cos \theta_E)(1 - \cos \theta_E)} \right)^{1/3}$. Pour un angle de contact statique $\theta_E \approx 50^\circ$, $\frac{\phi}{h} = 1.004$. Dans la relation (V.12), le terme de traînée ($\sim f_\mu$) de frottement est négligé.

Ainsi, à un pré-facteur près, il devrait y avoir une équivalence entre la variation du nombre capillaire selon les modèles de dynamique de la ligne de contact (De Gennes et Cox-Voinov, ...) et celle de la dynamique de la goutte soufflée (relation V.12). Cependant, il est important de noter que le facteur ϕ/h qui apparaît dans les équations précédentes est une fonction de l'angle de contact (dynamique) θ qui lui varie avec la vitesse de goutte : $\phi/h = f(\theta) = f(u_L) \dots = f(Ca)$. Dans le contexte de notre étude, le but est de prévoir la vitesse de la goutte en fonction des conditions initiales de l'écoulement. Ainsi, les nombres adimensionnels ainsi que le rapport ϕ/h ont été estimés en considérant la goutte dans son état initial : $\theta = \theta_E$.

Dans ces hypothèses, le coefficient de traînée C_x est le paramètre pertinent à

déterminer dans cette approche. La goutte ayant à l'instant initial une forme de demi-sphère, elle se déforme progressivement en fonction de sa vitesse. Pour une demi-sphère solide, le coefficient de frottement est de l'ordre de 0.5, nous estimerons celui d'une goutte posée.

2.2 Analyse expérimentale

Dans cette approche expérimentale, nous nous plaçons dans des conditions expérimentalement maîtrisables en se plaçant à 0° d'inclinaison (configuration horizontale). Comme le montre la figure V.6 des gouttes d'huile sont posées sur du FC725. A cisaillement donné, nous faisons varier le volume de la goutte ; celle-ci étant posée une fois que l'écoulement d'air est ajusté. Ensuite, à volume de goutte donné, nous faisons varier la vitesse d'air imposée. Dans chacune des manipulations, nous mesurons la vitesse de la goutte en visualisant son déplacement à l'aide de la camera CDD. La figure V.7 montre des images de la goutte au cours de son déplacement sous différentes conditions de cisaillement aéraulique.

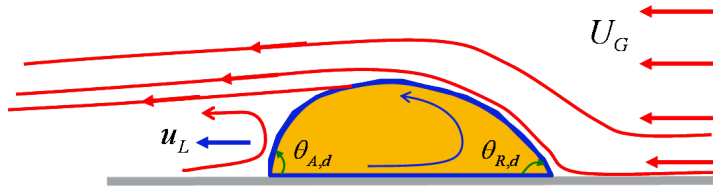


Figure V.6 – Goutte en configuration horizontale.

Sur la figure V.7, la forme de la goutte est représentée en fonction de son nombre capillaire (sa vitesse) en tenant compte de son nombre de Weber (vitesse d'air). Il apparaît comme attendu que la forme de la goutte (définie par les angles d'avancée et de reculée dynamiques) varie avec la vitesse de la goutte ; celle-ci étant liée à la vitesse de l'air. En effet, plus la vitesse de goutte croît (plus la vitesse d'air est importante) plus la forme de la goutte tend à présenter une pointe (un coin) à l'arrière. De même, plus le volume de la goutte croît, plus la vitesse de la goutte est importante et plus l'apparition du coin est accélérée à vitesse d'air donnée. Après le régime de goutte présentant un coin à l'arrière, vient le régime de perlage.

Nous avons finalement une apparition du régime de perlage de la goutte liée à priori d'une part à la vitesse de la goutte ($Ca = Ca(u_L)$), d'autre part au volume de la goutte ($We = We(\Omega)$). Représentons de manière quantitative les expériences précédentes et analysons la dynamique de la goutte à partir de la figure V.8

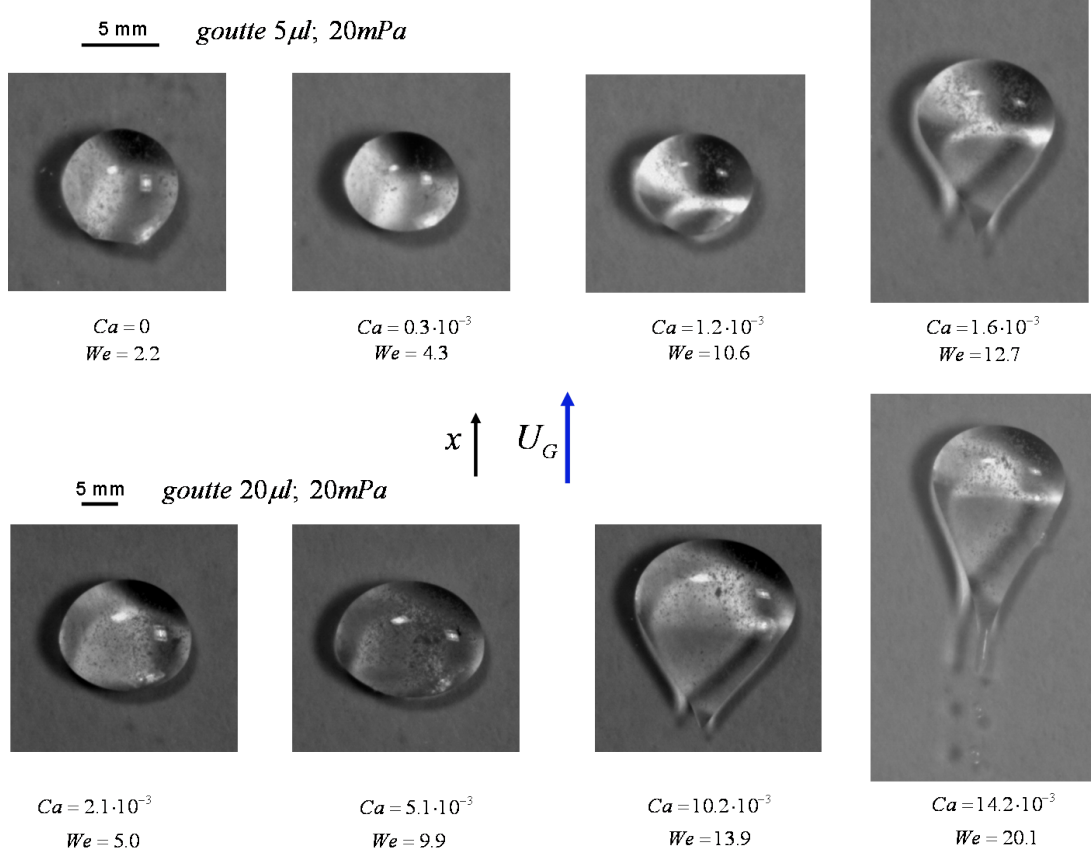


Figure V.7 – Observation de la dynamique des gouttes sur un substrat horizontal. Les vitesses du vent et de la goutte sont respectivement représentées par We et Ca .

Le relevé des vitesses de gouttes pour différents volumes de goutte, vitesses d'air et viscosités est présenté en figure V.8. Premièrement, nous pouvons observer l'effet de l'hystérésis d'angle de contact sur la figure V.8(a) qui dans notre cas nécessite une vitesse d'air d'environ 4 m.s^{-1} pour mettre les gouttes en mouvement. Ensuite, nous constatons qu'à volume de goutte donné, si on augmente indéfiniment la vitesse d'air, la vitesse de goutte augmente rapidement. La vitesse sature à partir d'un certain cisaillement correspondant au régime de perlage de la goutte. L'observation expérimentale montre que cette situation correspond à la transition

dynamique de mouillage caractérisée par $Ca \approx 10^{-2}$ [21].

Par ailleurs, lorsqu'à une vitesse d'air donnée $U_{G,1}$ nous faisons varier le volume de goutte, la vitesse de la goutte augmente jusqu'à une certaine valeur limite liée au volume de goutte. De plus, si pour la même manipulation, nous considérons une nouvelle vitesse d'air $U_{G,2}$, la courbe de vitesse de gouttes en fonction du volume de goutte se décale (de celle de $U_{G,1}$) en tenant compte du rapport $U_{G,1}/U_{G,2}$. Cependant la limitation de la vitesse de la goutte suivant le volume de goutte s'observe toujours autour de $\Omega = 40\mu l$ (figure V.8(b)).

Il se trouve qu'à cette limitation (saturation en terme de vitesse de goutte), la goutte commence à laisser des petites gouttes satellites. Lorsque la limite en volume est traversée, la goutte commence à laisser des grosses gouttes satellites et se fragmente presque en deux (dès sa dépose) pour de très grands volumes de gouttes. Cette nouvelle limite dans la dynamique de la goutte soufflée liée au volume suppose dans le cas échéant que les gouttes de volumes supérieurs à $\Omega = 40\mu l$ (selon la figure V.8(b)) devraient être considérées comme grosses gouttes.

La fragmentation des gouttes étant liée à l'effet de cisaillement aérodynamique et au volume des gouttes, devrait pouvoir s'exprimer d'une manière générale suivant un nombre de Weber critique.

Dans cette hypothèse, ramenons les données précédentes en grandeur adimension-

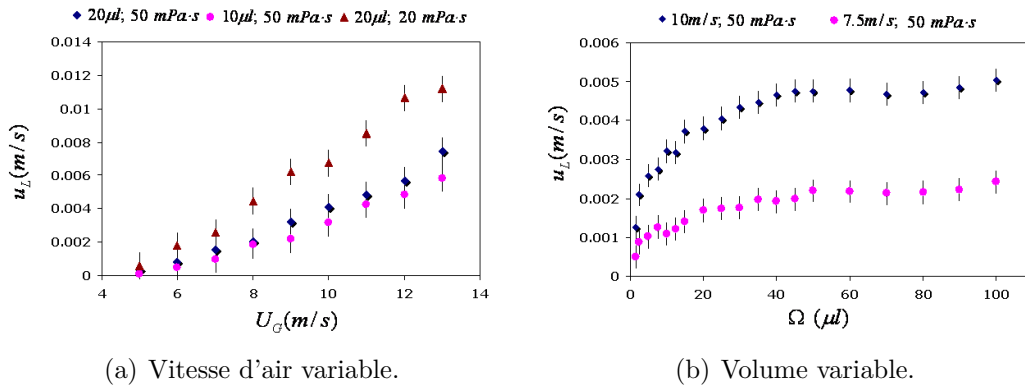


Figure V.8 – Mesure de la vitesse des gouttes sur substrat horizontal en fonction des différents paramètres expérimentaux U_G , Ω et μ_L (5 manipulations numérotées de I à V). (a) : viscosité ($10\mu_{eau}$ et $20\mu_{eau}$) et volume ($\Omega = 10$ et $20\mu l$). (b) : $U_G = 7.5$ et 10 m.s^{-1} .

nelle suivant la relation (V.12) où l'inclinaison α est nulle :

$$Ca \sim We \cdot C_x - \Delta \cos \theta_s \quad (V.13)$$

En figure V.9 Nous représentons les données des cinq manipulations précédentes en forme adimensionnelle en mettant en évidence les régimes d'écoulement (formes de gouttes). En analysant cette figure, nous constatons que malgré le fait de n'avoir pas pris en considération le coefficient de traînée de chaque goutte dans le calcul du nombre de Weber, les données mesurées se superposent jusqu'à une certaine valeur de We (situé entre $We = 10$ et $We = 15$). Il se trouve qu'au voisinage de cette même valeur de We , commence la saturation de vitesse de gouttes en fonction du volume des gouttes. Cette dernière observation suppose deux informations importantes dans la dynamique de la goutte en plus de l'apparition du régime de perlage de la goutte due à sa vitesse :

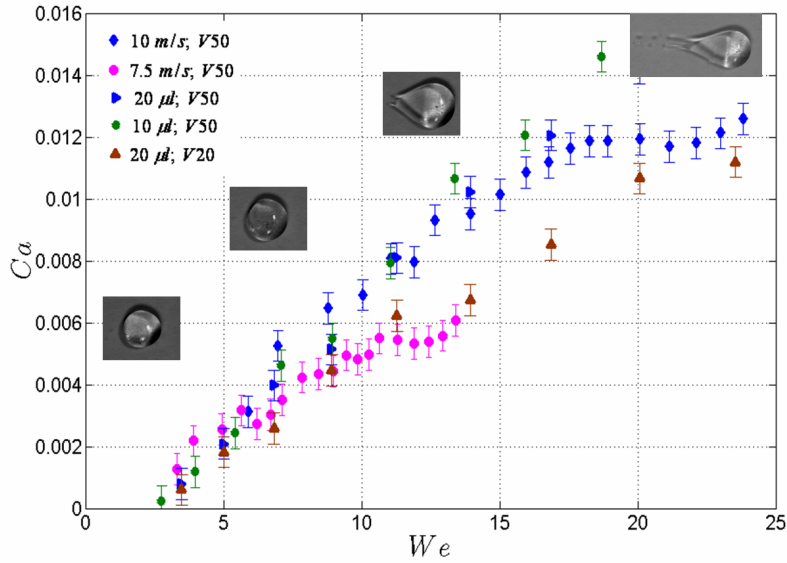


Figure V.9 – Formes des gouttes en fonction des nombres sans dimension caractérisant la vitesse de la goutte (Ca) et le cisaillement imposé (We).

- pour des gouttes soufflées de volume et vitesse de vent tels que $We \leq 10$, les gouttes sont considérées comme petites et ne perlent pas au cours de leurs mouvements.

- en considérant ces gouttes petites, leur coefficient de traînée est quasi constant dans ces conditions.

Ainsi, dans notre approche, nous nous ne considérerons plus que des petites gouttes dans les limites des perlages définis par $Ca \preceq 10^{-2}$ et $We \preceq 10$; puis estimons le coefficient de traînée de ces gouttes dans le cas des huiles de silicone.

Pour déterminer le coefficient de traînée C_x de la goutte, plusieurs méthodes peuvent être utilisées. Ces méthodes reviennent d’une certaine manière à estimer la force aéraulique $F_G = \frac{1}{2}C_x S_1 \rho_G U_G^2$ s’exerçant sur la goutte. Une méthode simple et efficace de mesurer d’effort en physique consiste à comparer la force à mesurer par une autre force connue telle que le poids (dans notre cas celui de la goutte).

A cet effet, nous réalisons des manipulations analogues aux précédentes, mais cette fois en configuration verticale. Nous mettrons ainsi en évidence la situation où la goutte est en équilibre.

2.3 Coefficient de traînée C_x de la goutte

Pour des raisons pratiques, nous avons choisi de placer le montage en configuration verticale pour avoir des gouttes soufflées en équilibre. Cependant il est évident qu’en inclinant notre substrat d’un angle $0 \prec \alpha \neq 90^\circ$, nous aurions eu également des gouttes en équilibre gravité-cisaillement. Notons simplement que la configuration verticale, bien qu’étant diamétralement opposée à la configuration horizontale n’est pas d’un point de vue physique la symétrie de la configuration horizontale car dans ce cas une nouvelle force (le poids) intervient dans la dynamique de la goutte.

2.3.1 Gouttes soufflées en configuration verticale

En configuration verticale (figure [V.10\(a\)](#)), faisons varier pour différents couples (volume et viscosité) donnés la vitesse d’air. Nous obtenons le graphe de la figure [V.10\(a\)](#)). La saturation en vitesse de goutte est observée ici pour de faibles vitesses d’air où, la gravité dominante accélère la vitesse de goutte jusqu’au régime de perlage. Lorsque le cisaillement aéraulique devient assez important pour être dominant, la goutte change progressivement de forme et se met à remonter la plaque (figure [V.11](#)). Celle-ci passe par un régime d’équilibre gravité-cisaillement

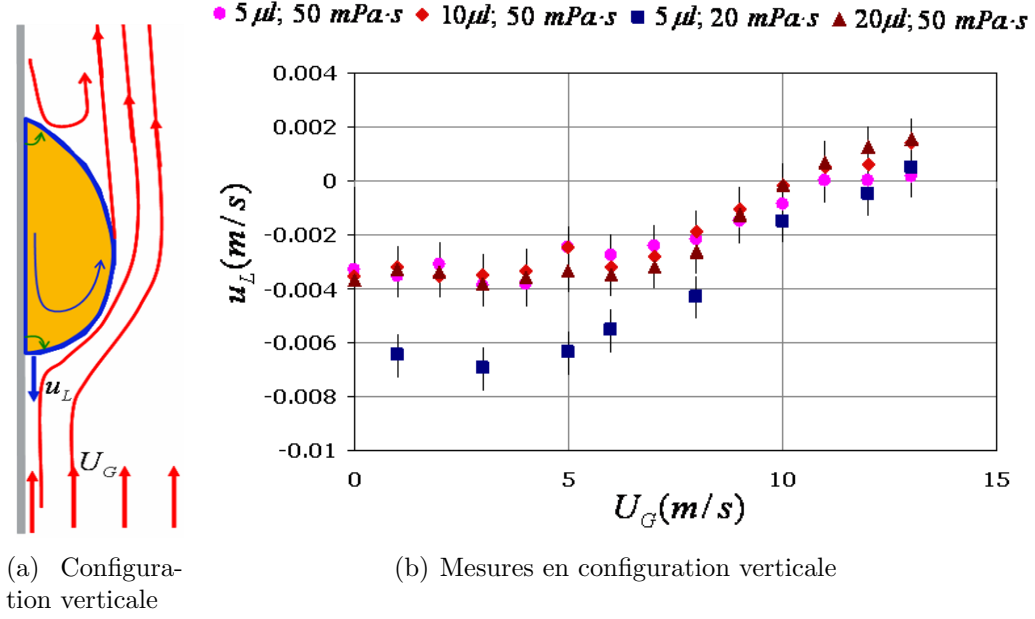


Figure V.10 – Mesures et configuration de gouttes en verticale. En (b), Mesures : viscosité ($50\mu_{eau}$ et $20\mu_{eau}$) et volume ($\Omega = 20, 10$ et $5\mu\text{l}$) : 4 manipulations numérotées de VI à IX.

où l'effet dominant est celui d'hystérésis créant ainsi un palier de vitesse d'air où la vitesse de goutte est nulle. En effet, pour des cisaillements aéraulique suffisamment importants (au delà de la zone d'équilibre), la dynamique de la goutte devrait être semblable à celle observée en configuration horizontale.

En ramenant les données relevées sous une forme adimensionnelle, nous obtenons le graphe de la figure V.12 où il est porté suivant les configurations horizontale et verticale la forme que prend la goutte en fonction du nombre capillaire et du nombre de Weber. Nous remarquons que les deux séries de mesures (en configurations verticale et horizontale) présentent une symétrie dont le centre serait la zone d'hystérésis en écoulement vertical. En effet, les deux séries de données sont décalées l'une de l'autre par rapport à un nombre de Bond prenant en compte l'inclinaison du substrat. Autrement dit, en traçant les données sous la forme de la relation (V.12), les deux courbes se superposeraient principalement dans les limites de Ca et We définies précédemment.

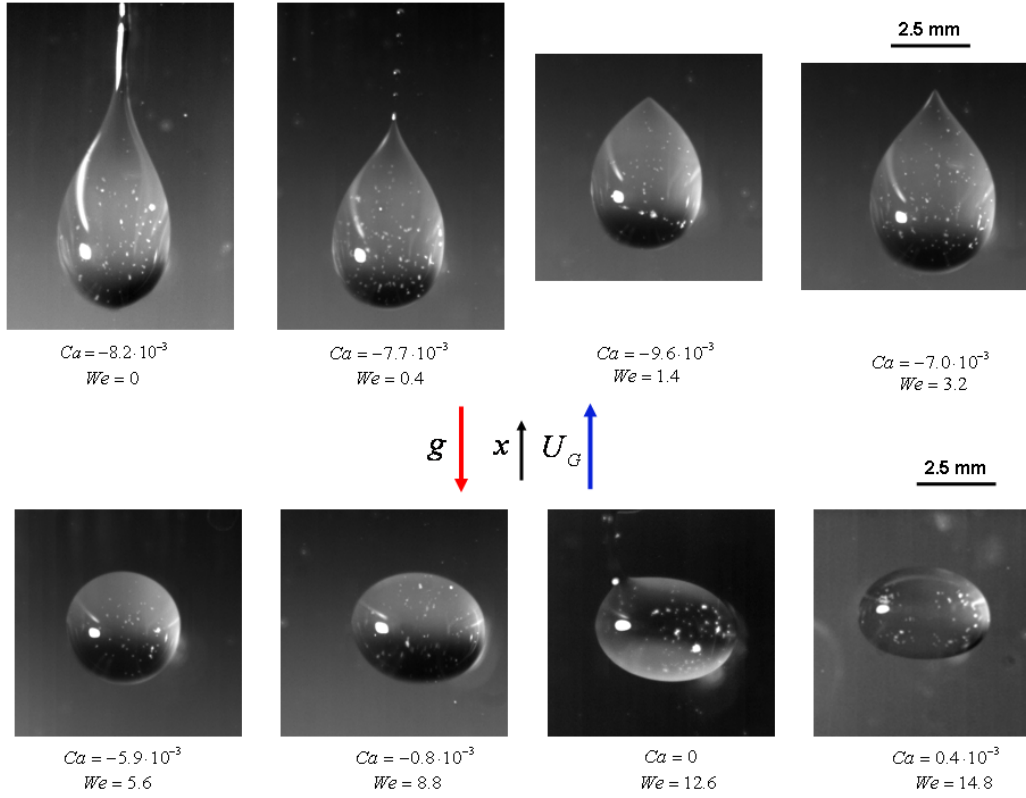


Figure V.11 – Observation de la dynamique des gouttes sur un substrat vertical. Les vitesses du vent et de la goutte sont respectivement représentées par We et Ca . Les gouttes sont de volume $5 \mu l$ et de viscosité $50 mPa$.

2.3.2 Estimation du C_x de la goutte

Dans l'hypothèse des petites gouttes se déplaçant sans perler ($|Ca| \leq 10^{-2}$ et $\Delta We \leq 10$), où nous considérons un coefficient de traînée quasi constant, estimons le C_x à partir des conditions d'équilibre gravité cisaillement de la goutte.

A l'équilibre de la goutte ($U_G = U_{G,C}$), la relation suivante est vérifiée :

$$\frac{1}{2} C_x S_1 \rho_G U_{G,C}^2 = \Omega \rho_L g \sin \alpha \quad (V.14)$$

avec $S_1 = f_1(\theta_E) \cdot \Omega^{2/3}$ et $f_1(\theta_E) = 0.51 \mid_{\theta_E=50^\circ}$

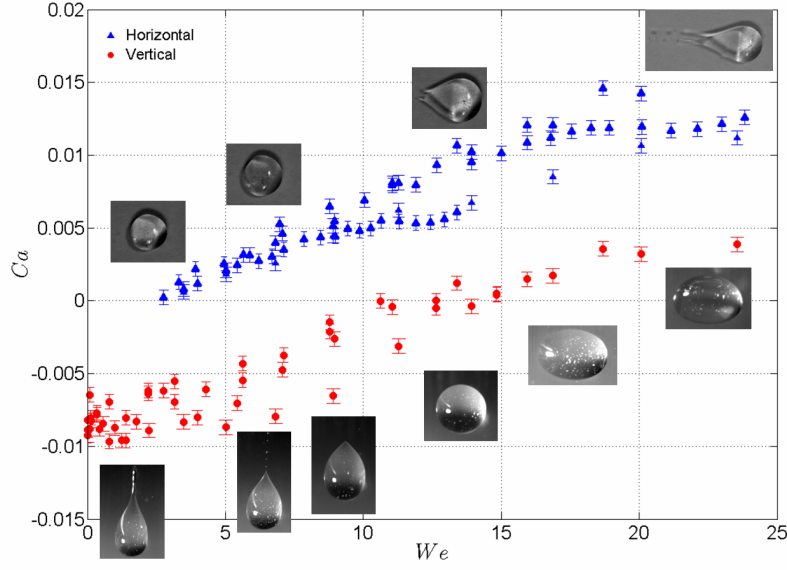


Figure V.12 – Formes des gouttes en fonction des cisaillements imposés, de leurs vitesses et de la configuration expérimentale : Les 9 manipulations (I à IX) sont réparties en mesures en configuration verticale et en configuration horizontale.

Ceci nous conduit à un coefficient de traînée de la goutte défini par :

$$C_x = 2f_1(\theta_E) \frac{\rho_L g \sin \alpha}{\rho_G U_{G,C}^2} \Omega \quad (\text{V.15})$$

La figure V.13 montre la répartition des différents régimes du mouvement de la goutte ainsi que la méthode de calcul de C_x .

A titre d'exemple, considérons la manipulation VI ($5\mu\text{l}$; 50 mPas : configuration verticale, goutte 5 micro-litre, huile V50, cisaillement variable) et le découpage de la figure V.13. Nous avons : $\theta_A = 55 \pm 1$, $\theta_R = 47 \pm 1$, $\theta_E \approx 50 \pm 1$, $f_1(\theta) = 0.755$ pour $u_L = 0$, nous avons $U_G = 12\text{ m.s}^{-1}$ ce qui nous donne un $C_x = 0.151$.

Rappelons que dans le cas de la manipulation VI ($5\mu\text{l}$; 50 mPas), nous avons 3 points sur la plage d'hystérésis et que le point utilisé pour le calcul de C_x et considérée comme point d'équilibre est celui situé au centre de la plage. Cependant, comme illustré en figure V.13, le palier de vitesse d'air devrait correspondre à

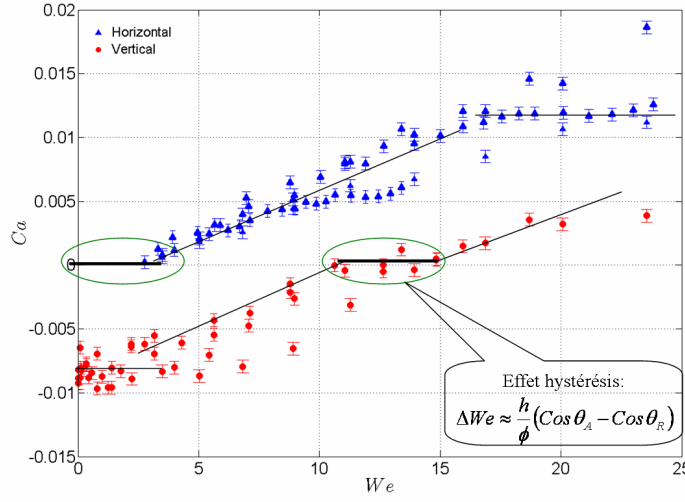


Figure V.13 – Analyse des différents régimes de la goutte : A l'équilibre : $\frac{1}{2}\rho_G S_1 C_x \cdot \Delta U_G^2 = 2r\gamma (\Delta \cos \theta_s)$

l'hystérésis d'angle de contact statique :

$$\frac{1}{2}\rho_G S_1 C_x \cdot \Delta U_G^2 = 2r\gamma (\Delta \cos \theta_s) \quad (\text{V.16})$$

Avec $r = f_3(\theta_E)\Omega^{1/3}$ où $f_3(\theta_E) = 0.557 \mid_{\theta_E=50^\circ}$.

A partir de cette démarche, on trouve $\Delta \cos \theta = 0.102$. En utilisant les valeurs des angles mesurés à l'avance lors de la caractérisation du mouillage statique. Nous obtenons $\Delta \cos \theta = 0.108$; soit une estimation du coefficient de cisaillement à 5% près.

Une autre méthode pour la détermination du C_x consiste à faire des essais en gravité ($C_a \propto Bo$) puis des essais en "cisaillement pur" ($C_a \propto We$). L'idée ici est de superposer les courbes $C_a = f(Bo^*)$ et $C_a = g(We^*)$ où les grandeurs Bo^* et We^* représentent respectivement le nombre de Bond ajusté par la pente ($\sin \alpha$) et le nombre de Weber ajusté par un coefficient qui ici serait le C_x de la goutte.

Ceci revient à se donner une référence connue qui est $f(Bo^*)$ puis de déterminer C_x tel que $f(Bo^*) \equiv g(C_x \cdot We)$. La figure V.14 montre quelques exemples d'utilisation de cette méthode pour la détermination du C_x de gouttes liquides sur différents substrats.

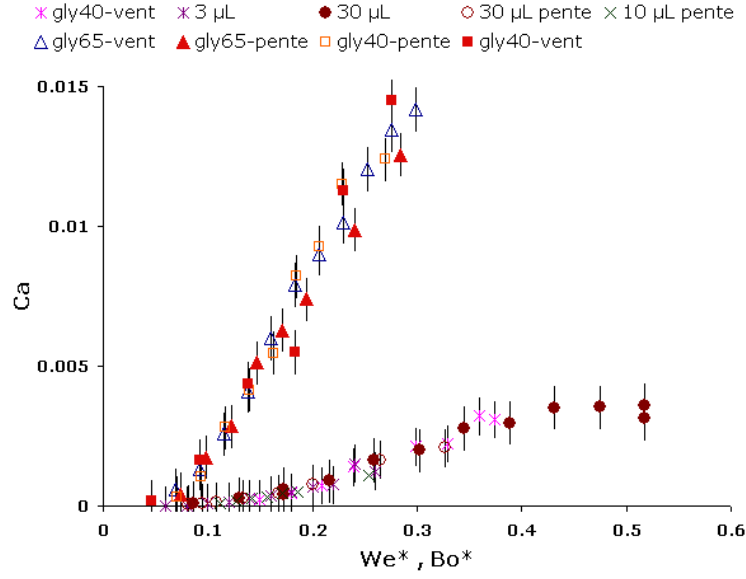


Figure V.14 – Détermination de C_x : Le C_x est obtenue en ajustant la pente de $Ca = g(We^*)$ de manière à superposer les mesures en cisaillement (vent) avec les mesures par gravité correspondant à $Ca = f(Bo^*)$.

La différence entre les deux approches de détermination du C_x est d'une part basée sur le fait que la première assez précise, se fait dans un état donné de la goutte (à l'équilibre) alors que la seconde donne un C_x plus global de la goutte. D'autre part, la première méthode montre une variation du coefficient de cisaillement avec la forme de la goutte pendant que la seconde montre en figure V.14 une influence de la viscosité des différents liquides utilisés. Ceci entraîne donc la question de l'influence de l'écoulement à l'intérieur de la goutte sur la force aérodynamique.

D'une manière générale, il est important de noter que la détermination du coefficient de traînée de la goutte avec une extrême précision n'est pas triviale. Cependant, les valeurs déterminées sont plutôt approximatives. En effet le coefficient de traînée du goutte soufflée est implicitement lié au couple liquide - substrat (hystérésis et angle de contact) et varie faiblement avec le liquide.

2.4 Caractérisation de la dynamique de la goutte

Le coefficient de cisaillement de la goutte étant le paramètre principal pour le regroupement des données suivant une évolution maîtresse, les mesures précé-

dentes nous ont permis de le déterminer suivant différentes configurations. La figure V.15 présente les différentes valeurs de C_x déterminées sous différentes conditions expérimentales.

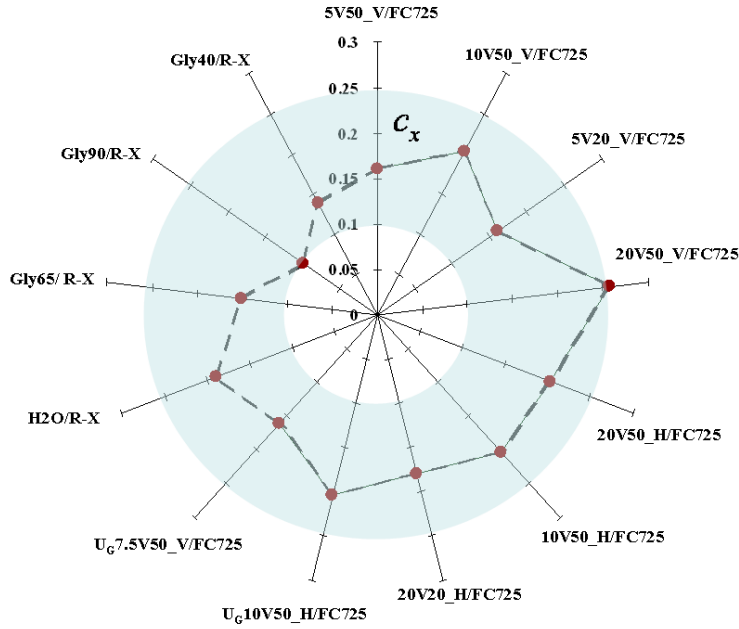


Figure V.15 – Coefficient de traînée C_x déterminé sous différentes configurations. Les points "Gly.../R-X" et "H2O/R-X" sont des mesures réalisées par la méthode de la superposition en utilisant différents mélanges d'eau et de glycérine sur du Rain-X [1]

Nous constatons que le coefficient de traînée dépend de la configuration expérimentale, de la viscosité et des conditions de mouillage. Cependant, nous notons que pour des liquides relativement visqueux, et en condition de faible hystérésis, le coefficient de cisaillement d'une goutte soufflée varie peu dans le cas de petite goutte et est d'environ 0.2.

Par ailleurs pour définir une loi d'évolution de la dynamique de la goutte en fonction des différents efforts s'exerçant sur elle, les données de chaque manipulation sont portées sur un graphe $Ca = f(We, Bo)$ en prenant en compte les valeurs de C_x et α correspondantes. Nous obtenons alors le graphique de la figure V.16 où sont reportées les données d'huiles de silicone sur du FC725.

La figure V.16 montre bien une superposition des données sur la plage des nombres capillaire et de Weber correspondant aux petites gouttes. Nous pouvons

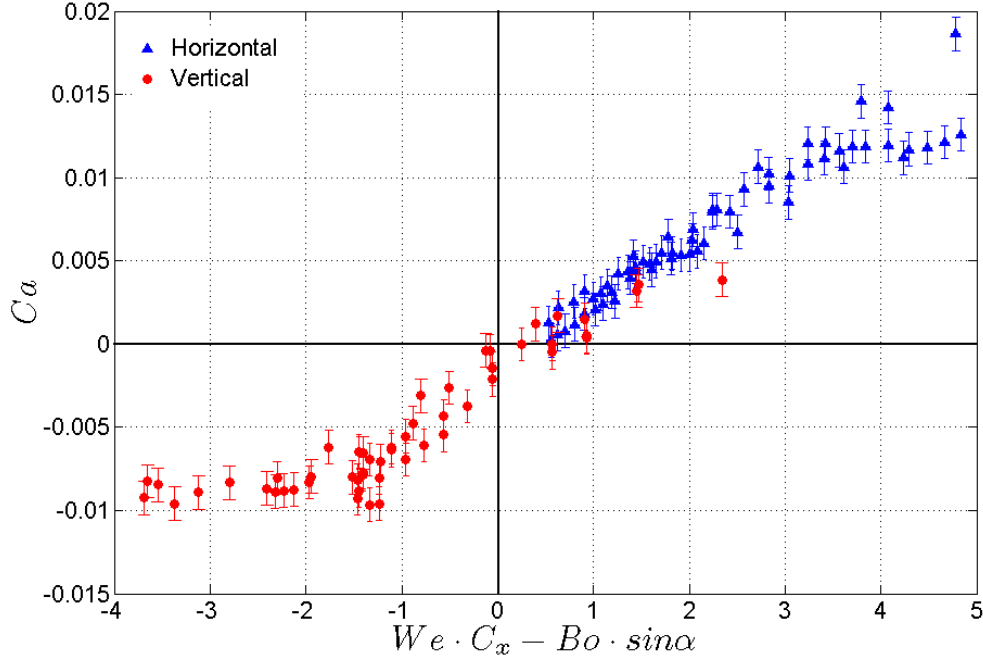


Figure V.16 – Caractérisation de la dynamique de la goutte (huile/FC725) ; les motifs pleins représentent les mesures en configuration horizontale et les motifs creux, la configuration verticale.

remarquer que la plage d'hystéresis assez faible se noie presque dans les barres d'erreurs. La "limite de perlage" des gouttes se trouvant au voisinage de $Ca = 10^{-2}$; il est curieux de constater que pour les valeurs de Ca positif, elle est un peu au dessus de 10^{-2} et pour les valeurs négatives, elle est légèrement en dessous de 10^{-2} .

Pour se ramener à des conditions expérimentales proches de celles rencontrées en aérodynamique automobile, des manipulations analogues ont été réalisées avec des gouttes d'eau posées sur un substrat recouvert d'un film de polyéthylène ($\theta_E \equiv 75^\circ$ et $\Delta\theta = 12$). Comme le montre la figure V.17, les mesures obtenues sont analogues aux précédentes. Cependant, du fait de la forte hystérésis, et des conditions expérimentales relativement difficiles¹, les coefficients de cisaillement déterminés sont de l'ordre de 2.

En se basant sur les mesures de gouttes d'huile de silicone sur le substrat fluoré,

1. Le film de polyéthylène initialement bien tendu sur la plaque se détend progressivement et légèrement par dilatation due à la chaleur générée par l'éclairage d'halogène.

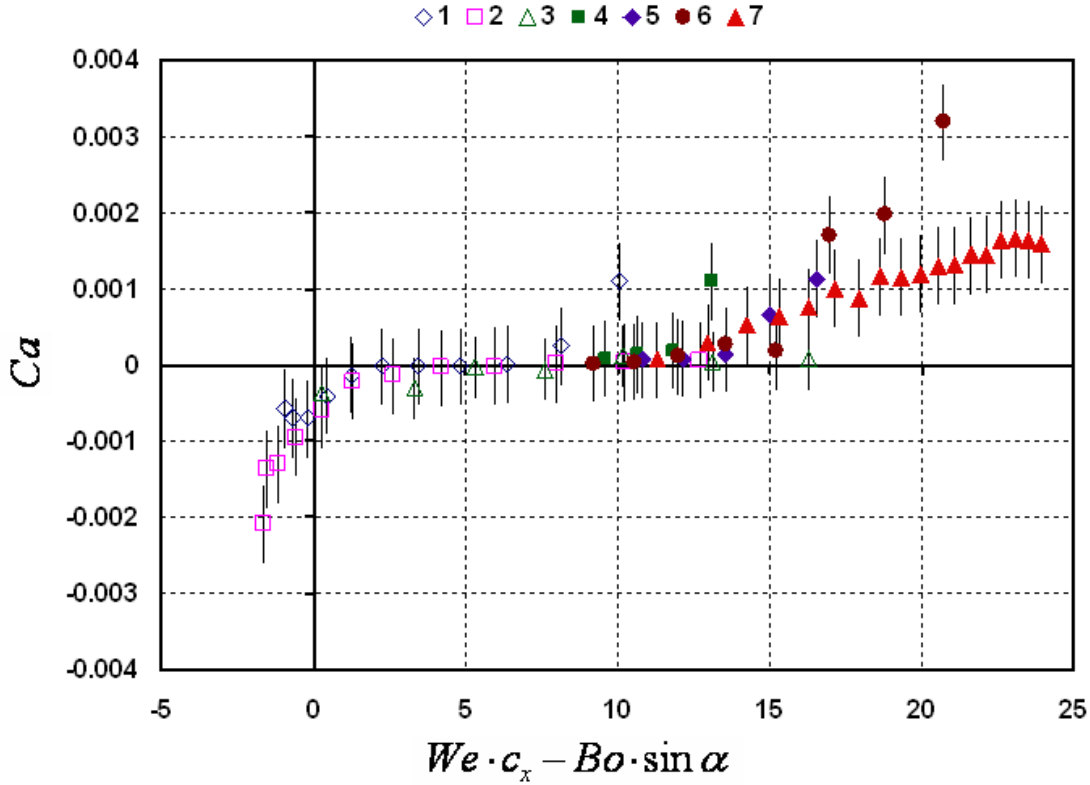


Figure V.17 – Gouttes d’eau sur substrat en polyéthylène : Système à forte hystérésis. Les motifs pleins représentent les mesures en configuration horizontale et les motifs creux, la configuration verticale. Avec : 1 ($\Omega = 20 \mu\text{l}$, $\alpha = 90^\circ$, U_G variable); 2 ($\Omega = 40 \mu\text{l}$, $\alpha = 90^\circ$, U_G variable); 3 ($\Omega = 60 \mu\text{l}$, $\alpha = 90^\circ$, U_G variable); 4 ($\Omega = 20 \mu\text{l}$, $\alpha = 0^\circ$, U_G variable); 5 ($\Omega = 40 \mu\text{l}$, $\alpha = 0^\circ$, U_G variable); 6 ($\Omega = 80 \mu\text{l}$, $\alpha = 0^\circ$, U_G variable); 7 (Ω variable, $\alpha = 0^\circ$, $U_G = 10 \text{ m.s}^{-1}$).

et en se focalisant sur une plage de Ca et We de petites gouttes, Représentons sur la même figure les mesures expérimentales suivant l’approche de dynamique de la goutte ainsi que les prédictions théoriques des modèles classiques (Cox-Voinov, De Gennes).

Nous obtenons une tendance linéaire des mesures expérimentales ($Ca \sim We \cdot C_x - Bo \cdot \sin \alpha$) comme initialement prévu par l’analyse dimensionnelle. La très faible plage d’hystérésis se noie presque dans la plage d’erreur. Par ailleurs, nous notons que les modèles hydrodynamiques représenté, ne lissent les données que pour de très petites gouttes supposant une très faible déformation de la goutte. Effet, ceci n’est pas une surprise car dans notre approche, l’estimation des nombres

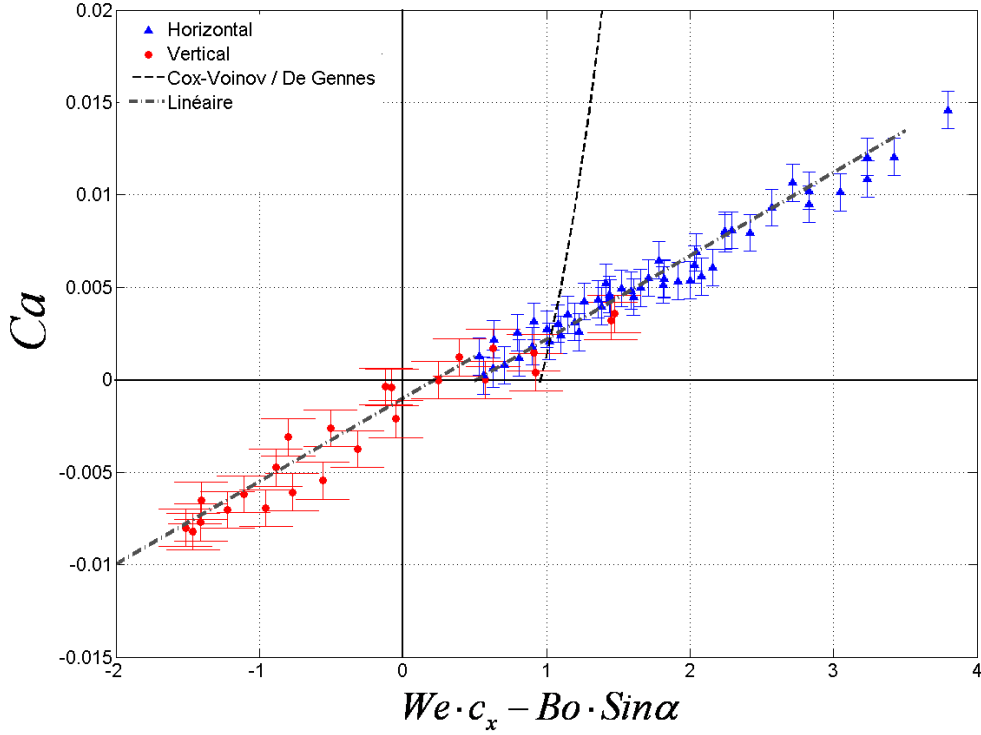


Figure V.18 – Analogie entre dynamique de la goutte et dynamique de la ligne de contact. Mesures huile/FC725 ; restriction à $|Ca| < 10^{-2}$.

sans dimension ne prend pas en compte la variation de la forme de la goutte (de l'angle de contact) : $We = We(\theta_E)$, $Bo = Bo(\theta_E)$. L'objectif dans notre étude était de prédire la vitesse des gouttes en fonction des conditions initiales de son mouvement.

Par ailleurs, la tendance linéaire des données pourrait suggérer une prédiction de la variation de l'angle de contact dynamique sous la forme $Ca \sim \theta - \theta_E$ se rapprochant du modèle d'interface diffuse de Pomeau. En admettant que d'après l'approche précédente, la relation ci-dessus est bien justifiée, notons que les hypothèses physiques dont elle découle sont totalement différentes de celles des modèles de diffusion moléculaire.

2.5 Écoulement à l'intérieur de la goutte

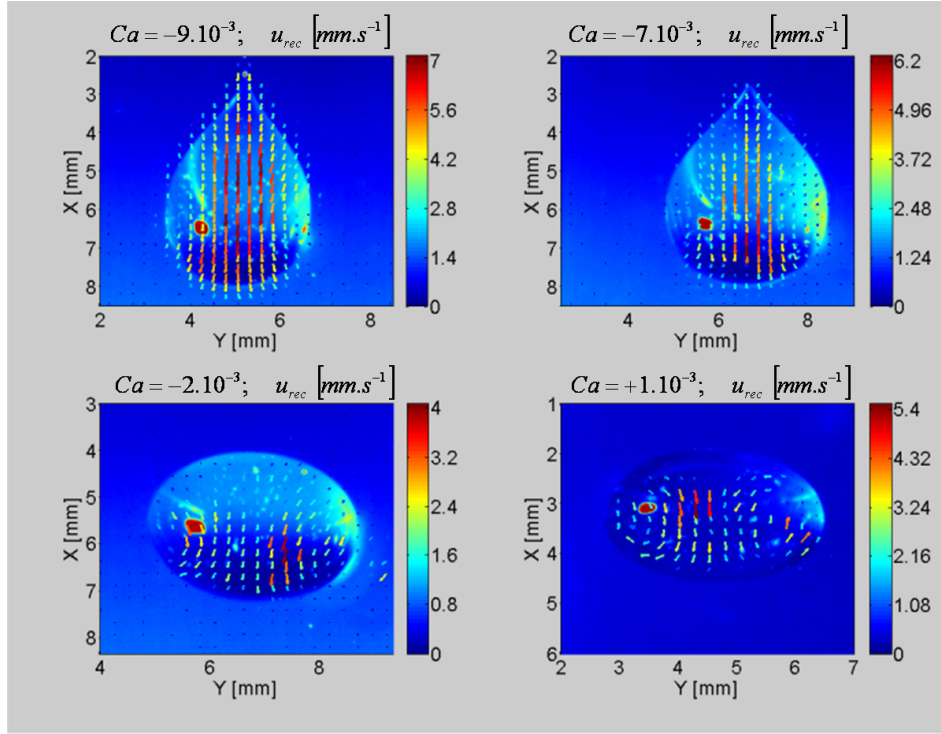
Les mesures de la vitesse de déplacement des gouttes soufflées semblent indiquer que la dissipation visqueuse dans la goutte est négligeable. Afin de vérifier cette hypothèse, nous nous sommes intéressés à l'écoulement interne de la goutte. Nous estimons la vitesse de recirculation à l'intérieur de la goutte en réalisant des mesures de vélocimétrie par imagerie de particules (PIV).

Cette manipulation est particulièrement ardue car elle se rapproche des conditions de micro-PIV. Nous avons utilisé des gouttes d'huile de $5\ \mu\text{l}$ et y avons ensemencées des particules d'Iriodin 300 ("gold perl") de taille $1\ \mu\text{m}$. Une camera rapide de type Phantom V9 muni d'un objectif de focale pouvant varier de $70 - 180\ \text{mm}$ est utilisée pour visualiser l'écoulement. La goutte est éclairée par deux projecteurs halogènes de puissance maximum de $500\ \text{W}$. L'ensemencement en particule est relativement faible pour éviter de perturber le mouvement de la goutte et l'agrégation des particules.

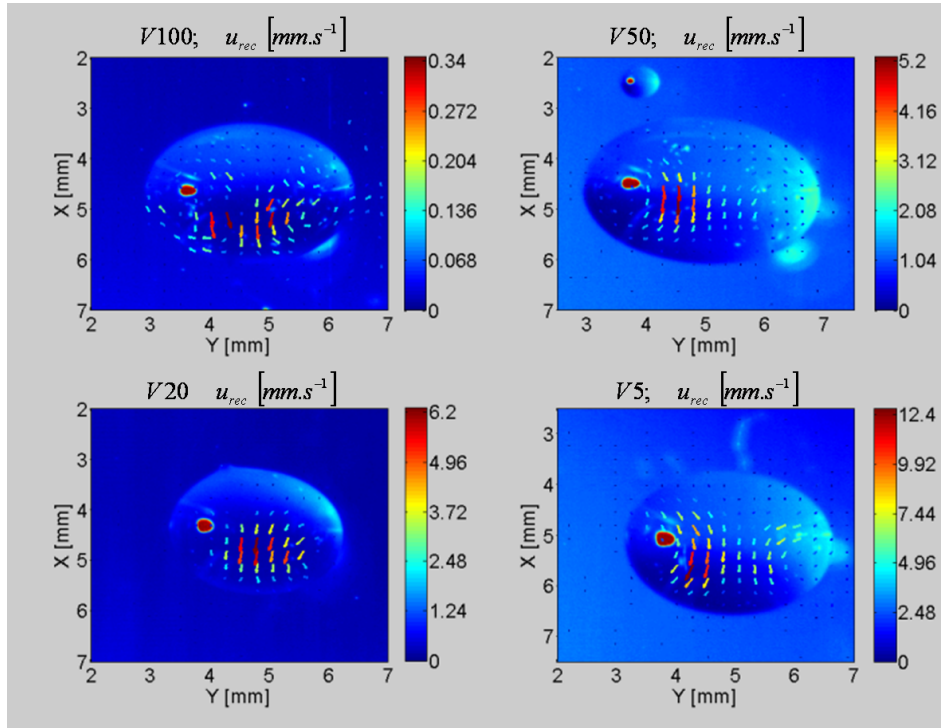
La vitesse de recirculation étant à priori faible devant celle du vent, tout se passe du point de vue de l'écoulement au tour de la goutte comme si celle-ci était un solide. Si ce n'était pas le cas, l'écoulement à l'intérieur de la goutte aurait donc une influence sur l'écoulement environnant et la force aérodynamique prendrait une expression différente de celle utilisée précédemment. Pour clarifier l'influence de l'écoulement interne, nous avons donc réalisé des mesures sous différentes conditions de la goutte (en équilibre gravité-cisaillement, en gravité dominante et en cisaillement dominant).

À une fréquence d'acquisition de $10\ \text{Hz}$, le déplacement des particules est visualisé et un traitement des images à l'aide d'un logiciel de PIV et une mise en forme permet d'avoir les champs d'écoulement de la figure V.19. En figure V.19(a), en configuration verticale², nous faisons varier le cisaillement d'air pour une goutte donnée (V20, $5\ \mu\text{l}$). Suivant la forme de la goutte, il apparaît une recirculation plus ou moins marquée à l'intérieur de la goutte avec un maximum de vitesse au centre de la goutte. En figures V.19(b) et V.20, nous faisons varier respectivement la viscosité du liquide et le volume de la goutte en régime d'équilibre de la goutte.

2. Les visualisations du champ d'écoulement interne de la goutte sont représentées uniquement en configuration verticale.



(a) ($V50$, $\Omega = 5\mu l$ et U_G variable : de gauche à droite, $2 m.s^{-1}$, $6 m.s^{-1}$, $10 m.s^{-1}$, $13 m.s^{-1}$)



(b) ($\Omega \approx 5\mu l$, $U_G \approx 12ms^{-1}$ et μ_L variable)

Figure V.19 – Recirculation à l'intérieur de la goutte en vue de dessus ; goutte en configuration verticale (gravité-cisaillement)

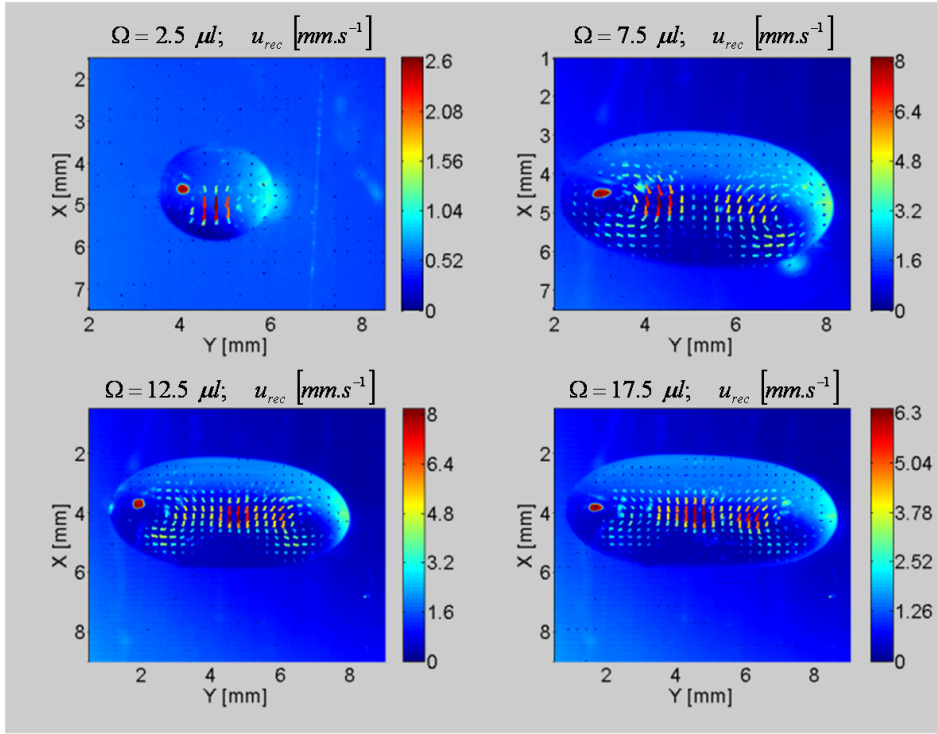


Figure V.20 – Recirculation à l’intérieur de la goutte (suite figure V.19) : $V50$, $U_G \approx 12 \text{ ms}^{-1}$ et Ω variable.

Deux lobes de recirculation sont observés dans le volume d’écoulement et nous observons que quelle que soit la configuration, la vitesse relative de recirculation goutte/air ne change pas de signe.

En effet, quelles que soient les conditions expérimentales étudiées (verticale, horizontale, ...), nous constatons que les particules se déplacent sur les côtés dans le sens du vent et au centre de la goutte dans le sens contraire du vent. Lorsque en écoulement vertical, $U_G = 0$, les particules se déplacent sur les cotés dans le sens des x positifs (le même de $\vec{U}_G$) et dans le sens contraire au centre de la goutte³.

Ceci peut paraître contra-intuitif mais peut s’expliquer par le fait que la goutte soit plus large qu’elle n’est haute ($\phi_y \succ h$). Ainsi en tenant compte de la conservation du débit (d’air dans une section imaginaire entourant la goutte), le cisaillement est plus important sur les côtés que sur la zone centrale de la goutte. De plus, en configuration verticale, la forme de la goutte à faible vitesse et la gravité favorisent

3. Du fait de l’écoulement rampant de la goutte à $U_G \approx 0$, la recirculation des particules n’est pas apparente.

le sens des recirculations observées d'où la vitesse maximum de recirculation qui se trouve sur la zone centrale de la goutte.

Pour estimer l'importance de la vitesse de recirculation dans la goutte, nous avons relevé la vitesse au centre de la goutte (vitesse maximum de recirculation) en configuration verticale et horizontale pour les huiles V20 et V50. Les mesures ainsi obtenues sont représentées en fonction des vitesses d'air et de goutte sur la figure V.21 où la vitesse de recirculation est la vitesse dans le repère de la goutte. En configuration verticale, seules les mesures pour lesquelles la goutte descend la plaque sont représentées.

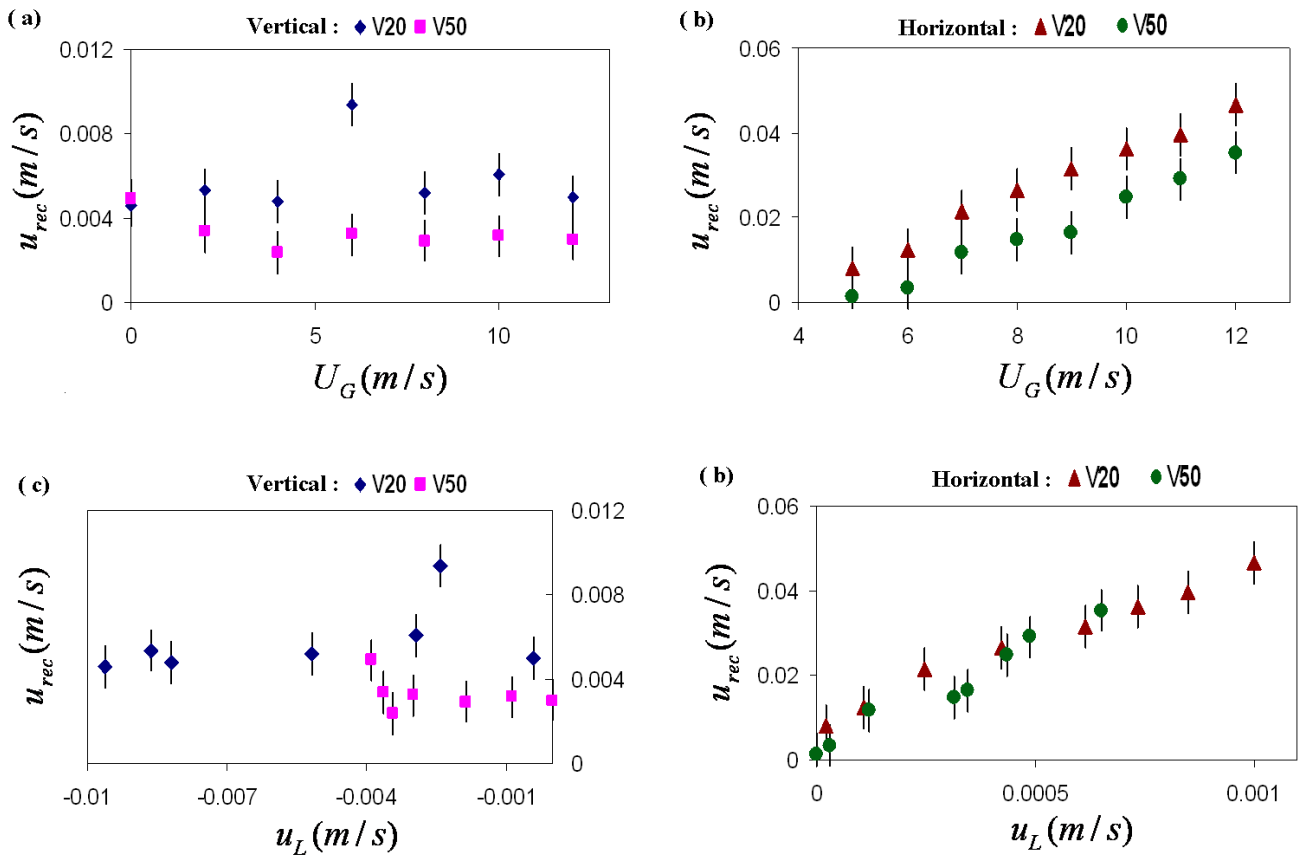


Figure V.21 – Variation de la vitesse maximum à l'intérieur de la goutte en fonction de cisaillement d'air et de la vitesse de goutte. La vitesse u_{rec} ici représente la vitesse par rapport au repère lié à la goutte.

Les graphiques (a) et (b) de la figure V.21 montrent une évolution linéaire de la vitesse de recirculation avec la vitesse d'air. Nous notons également une influence

de la viscosité du liquide sur les graphes (a) et (b). Par ailleurs, lorsque la vitesse de recirculation est représentée en fonction de la vitesse de déplacement de la goutte (figure V.21 (c) et (d)), nous obtenons une tendance linéaire indépendante de la viscosité en particulier en configuration horizontale. Ceci est tout à fait logique car les deux mouvements sont dus en partie à la dissipation visqueuse. De plus, en considérant un profil de Poiseuille dans la goutte, la vitesse de la goutte (vitesse moyenne) est en théorie proportionnelle à la vitesse de recirculation (vitesse maximum) dans le volume de la goutte ; ce qui correspond bien à ce que nous observons expérimentalement. Par ailleurs, nous notons que dans le cas vertical, la vitesse de recirculation varie peu par rapport à celle de la goutte. En effet, l'opposition gravité cisaillement ici rend le problème bien plus complexe.

En effet, le mouvement du liquide à l'intérieur de la goutte peut s'exprimer par l'équilibre des contraintes visqueuses à l'interface gaz-liquide :

$$\mu_G \frac{U_G}{\delta} \sim \mu_L \frac{u_{rec}}{R} \quad (\text{V.17})$$

où δ est l'épaisseur de la couche limite, $R \equiv \Omega^{1/3}$ un équivalent rayon de la goutte (figure V.5(a)) et u_{rec} la vitesse de recirculation dans le volume de la goutte.

En considérant une épaisseur de couche limite de type Blasius : $\delta \sim (Re_L)^{-1/2} = (Re_{gtte})^{-1/2} = \left(\frac{U_G \cdot R}{\mu_G}\right)^{-1/2}$; on obtient la relation ci-dessous entre la vitesse d'air et celle de recirculation :

$$\frac{U_{rec}}{U_G} \sim \frac{\mu_G}{\mu_L} \cdot \Omega^{1/3} Re_G^{1/2} \quad (\text{V.18})$$

Avec dans ce cas $Re_G = Re_{G,gtte} = \frac{U_G \cdot \Omega^{1/3}}{\mu_G}$ (le nombre de Reynolds de l'air exprimé à partir d'une longueur caractéristique de la goutte).

Les mesures de vitesse de recirculation dans la goutte en configuration horizontale (figure V.22(a) et (b)) montrent bien une évolution linéaire du rapport u_{rec}/U_G comme prévu par la relation V.18. En revanche, quelle que soit configuration, nous remarquons que les différentes courbes en fonction des viscosités de liquide ne se superposent pas. On peut remarquer que l'écart entre les deux courbes dans les deux configuration est du même ordre de grandeur. Cette écart doit provenir de l'estimation de l'épaisseur de la couche limite δ (dans la relation (V.17)) qui subit

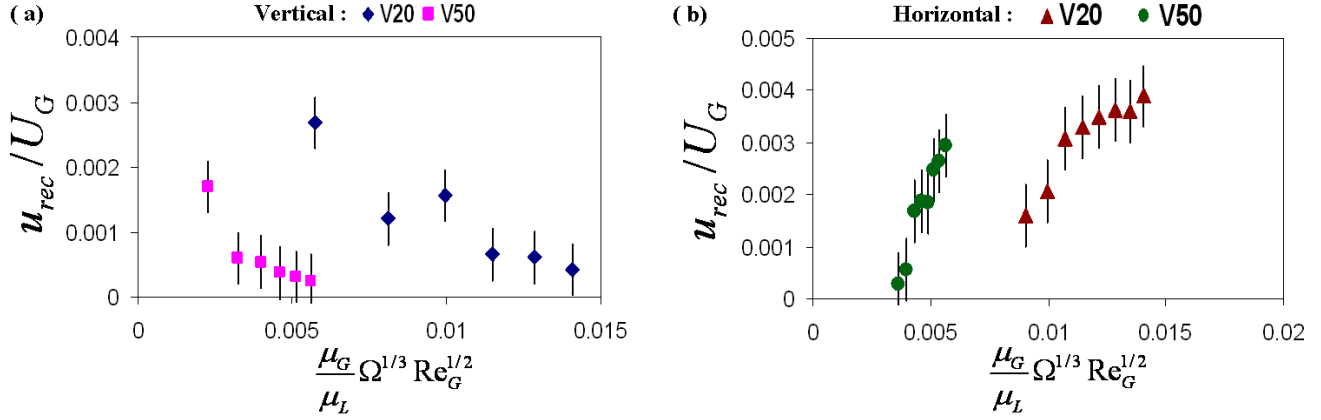


Figure V.22 – Vitesse de recirculation et vitesse d'air.

certainement l'influence de la vitesse de déplacement de la goutte. Cette dernière étant fonction de la viscosité du liquide.

Revenons à nos questions au sujet de la recirculation à l'intérieur de la goutte : l'écoulement dans la goutte a-t-il une influence sur l'écoulement d'air autour de la goutte ?

En effet, nous constatons d'après ces mesures que bien que l'écoulement à l'intérieur de la goutte soit induit par l'écoulement d'air, sa vitesse est de loin inférieure à celle de l'air environnante la goutte ($u_{rec} \ll U_G$). Ceci suppose que la force aérodynamique s'exerçant sur la goutte est bien une traînée de forme. La traînée de frottement (traînée de couche limite) qui dépend directement de l'écoulement en proche paroi (sur la surface de la goutte) est donc négligeable : $f_\mu \sim S_2 \mu_L \frac{u_{rec}}{h} \equiv 10^{-6}$ (la traînée de frottement) ; $F_G = \frac{1}{2} C_x S_1 \rho_G U_G^2 \equiv 10^{-1}$ (la traînée de forme ou traînée aérodynamique). Il est donc justifié de ne considérer que la traînée aérodynamique dans le bilan de force s'exerçant sur la goutte.

2.6 Déformation et taille de la goutte

Comme présenté dans l'analyse expérimentale précédente (figure V.7), la goutte se déforme progressivement en fonction sa vitesse de déplacement. Suivant les efforts s'exerçant sur la goutte, celle-ci peut prendre des formes très différentes. En figure V.7 par exemple, on peut remarquer que les gouttes soumises (en plus de la force capillaire) à la gravité et au cisaillement aéraulique ont des formes plus

variées que celles soumises uniquement au cisaillement. La viscosité du liquide joue également un rôle important sur la forme de la goutte.

En effet, nous avons vu plus haut que la dynamique de la goutte (tout comme celle de la ligne de contact) était définie par les phénomènes visqueux et capillaires (nombre capillaire). Ceci suppose que la forme (comme observée précédemment) et les rapports d'aspects de chaque goutte pourraient être définis en fonction du nombre capillaire.

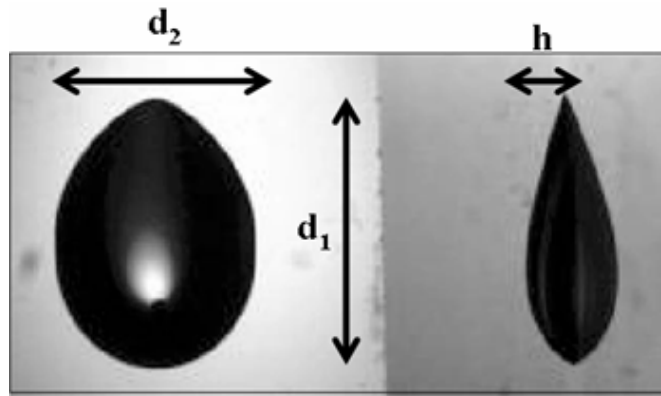


Figure V.23 – Les différentes grandeurs caractéristiques de la forme de la goutte. Photos réalisées en deux plans de coupe à l'aide d'un dispositif réfléchissant [21].

D'après les travaux antérieurs, l'épaisseur maximum h de la goutte ne varie presque pas, seule sa position se déplace sur son axe longitudinal du fait de son étirement et de la variation de son angle de contact. Nous nous intéressons alors à l'étirement longitudinal et transversal de la goutte en mesurant les diamètres équivalents d_1 et d_2 (figure V.23). Ainsi, Pour les huiles V50 et V20, les longueurs d_1 et d_2 ont été mesurées sous différentes conditions de cisaillement en configuration verticale et horizontale. En figure V.24, nous reportons d'une part les variations des longueurs d_1 et d_2 en fonction du nombre capillaire (figures V.24 a et b). Il y apparaît clairement qu'en configuration horizontale, les déformations de la goutte sont moins dispersées qu'en configuration verticale. De plus, il en résulte que les longueurs d_2 varient faiblement avec la vitesse de la goutte pendant que celles de d_1 sont plus prononcées quelle que soit la configuration.

D'autre part, les variations présentées en figures V.24 (c) et (d) du rapport d'aspect d_1/d_2 de la goutte en fonction du nombre capillaire montrent une évolution

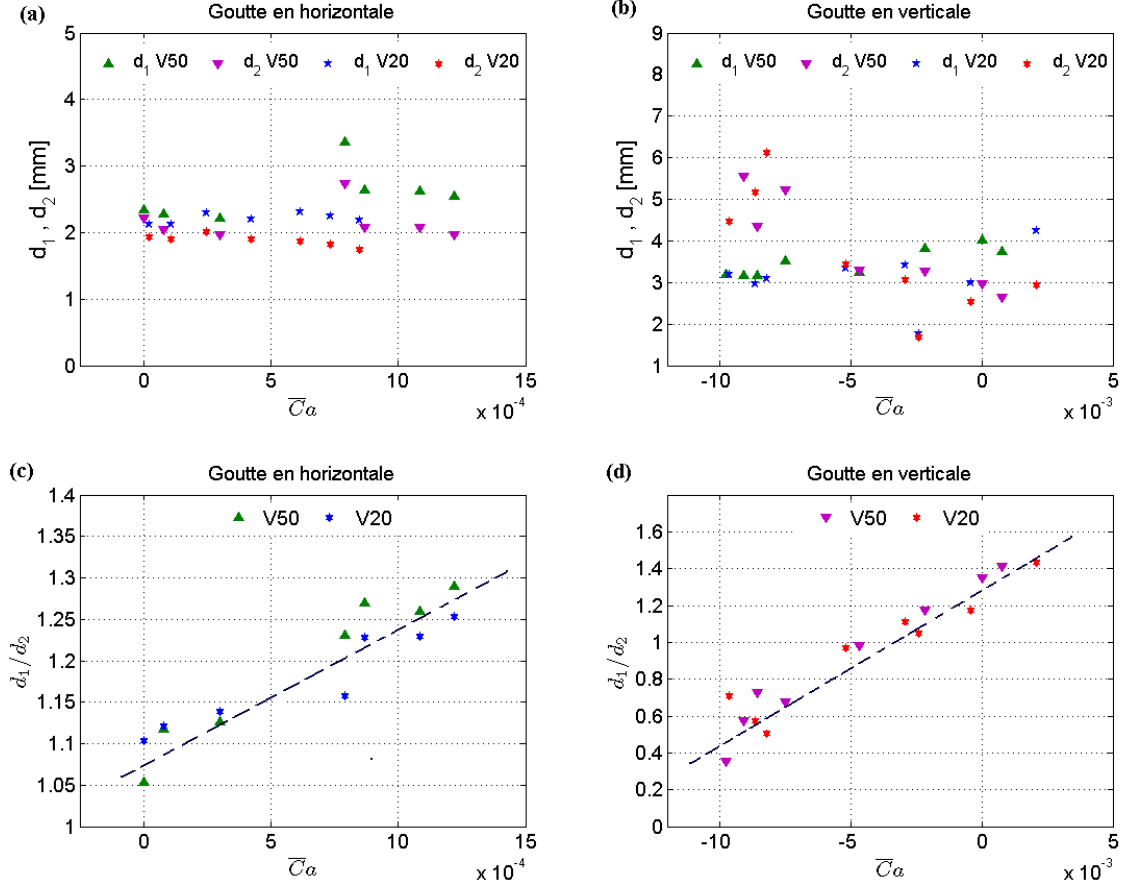


Figure V.24 – Taille de gouttes en fonction de sa vitesse d’avancement : En (a) et (b), les équivalent diamètres d_1 et d_2 en fonction de Ca . En (c) et (d) le rapport d’aspect d_1/d_2 en fonction de Ca .

linéaire supposant $Ca \propto \frac{d_1}{d_2}$. Ce dernier résultat est assez intéressant et devrait être liée au fait que l’angle φ à l’arrière de la goutte est lié au nombre capillaire ($\sin \varphi \propto \frac{1}{Ca}$ [25]) et que la forme de la goutte à l’arrière peut être définie en fonction de d_1 et d_2 . Ceci étant cette corrélation entre Ca et d_1/d_2 corrobore logiquement avec les observations expérimentales selon lesquelles la sollicitation conduisant au déplacement de la goutte impose une forme, une taille et une vitesse de la goutte bien définie :

$$Ca \propto (\theta - \theta_E) \propto \frac{d_1}{d_2} \propto We \cdot C_x - Bo \cdot \sin \alpha \quad (V.19)$$

En effet, la corrélation entre les principales dimensions de la goutte (au cours de son mouvement) et sa vitesse (nombre capillaire) et la cause de son mouvement (We et Bo) confirme la pertinence de cette approche ainsi que les hypothèses associées pour l'analyse de la dynamique de la goutte.

A présent, nous avons des idées plus précises sur la dynamique d'une goutte, les situations courantes de mouvement de gouttes dans la nature tout comme dans l'industrie nous imposent de nous poser des questions concernant la dynamique d'un champ de gouttelettes.

3 Vers la dynamique d'un champ de gouttes

Nous nous sommes jusqu'à présent intéressés à la dynamique d'une goutte unique ; cependant, il est clair que cette situation est assez rare en pratique. En effet, une multitude de gouttes (de pluie) impactent simultanément les surfaces (pare-brise par exemple) par temps de pluie. Il apparaît donc naturel de considérer le cas de la dynamique d'un champ de gouttelettes.

Une des questions qui se pose naturellement est quelle est l'influence exercée par une goutte sur la dynamique de ses voisines, via la modification locale du champ aérodynamique.

En figure V.25, nous illustrons en 3 séries d'images (prises à t_0 , t_1 et t_2 avec $\delta t \equiv 1s$) quelques cas expérimentaux de dynamique d'une assemblée de gouttelettes soumises au vent sur un substrat horizontal.

Nous voyons clairement que l'évolution des positions relatives et la coalescence des gouttes dépend de leurs positions initiales. Plusieurs paramètres (taille, forme et nombre de gouttes, vitesse d'air, distance entre gouttes, positionnement des gouttes, mouillabilité du substrat, ...) étant à prendre en compte dans ce problème complexe, nous le simplifierons dans cette approche introductive en nous focalisant sur l'interaction entre deux gouttes.

3.1 Interaction entre deux gouttes soumises au vent

Nous avons sélectionné deux cas de figure extrêmes : les deux gouttes sont initialement soit l'une à côté de l'autre, soit l'une derrière l'autre comme le montre

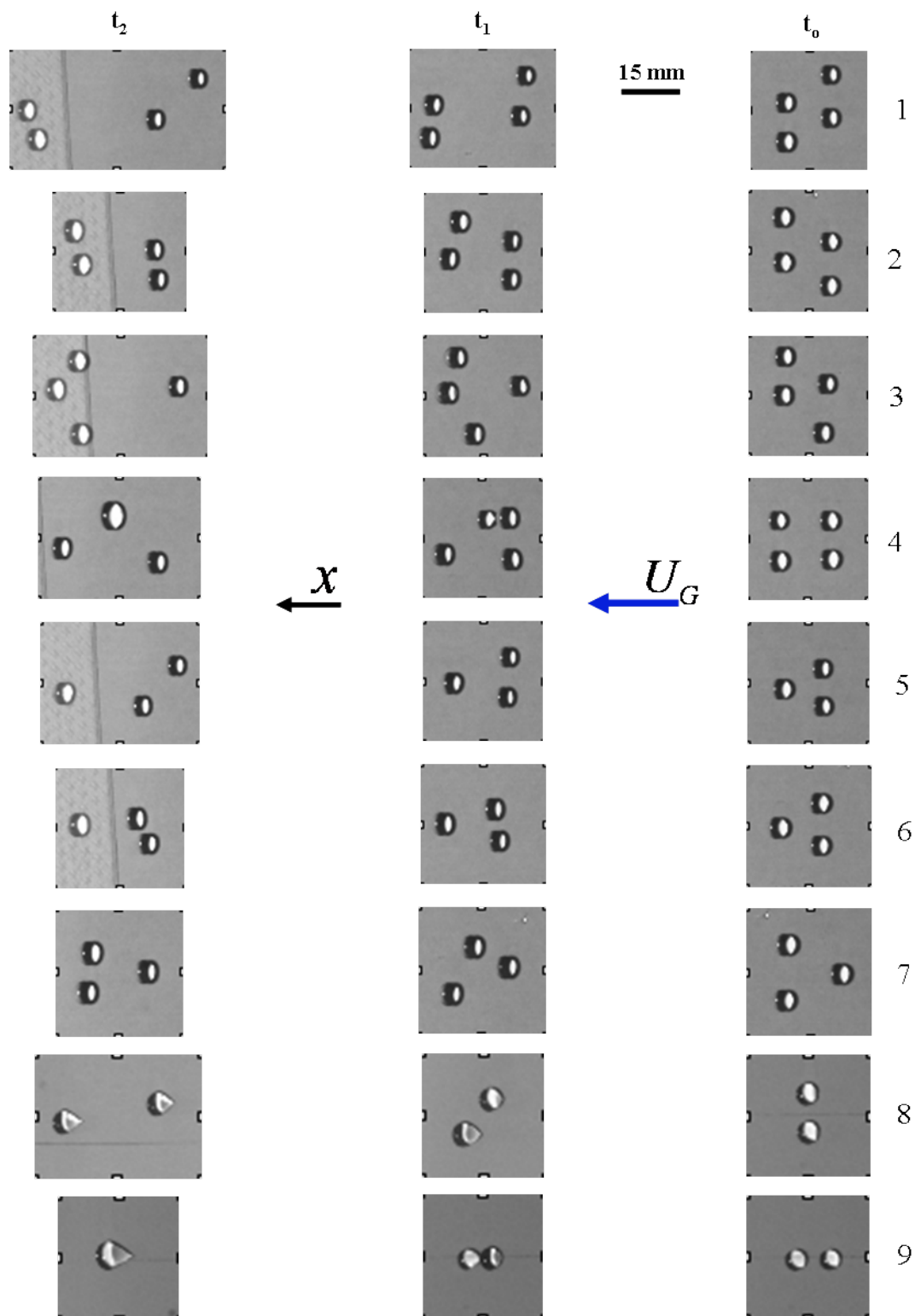


Figure V.25 — Illustration de la dynamique d'un champ de gouttelettes en 3 images successives pour plusieurs séries d'expériences. t_0 : l'instant initial, le vent est imposé. t_1 : quelques fractions de seconde après. t_2 : vers la fin de course. On observe des déplacements favorables de certaines gouttes, de la coalescence, ...

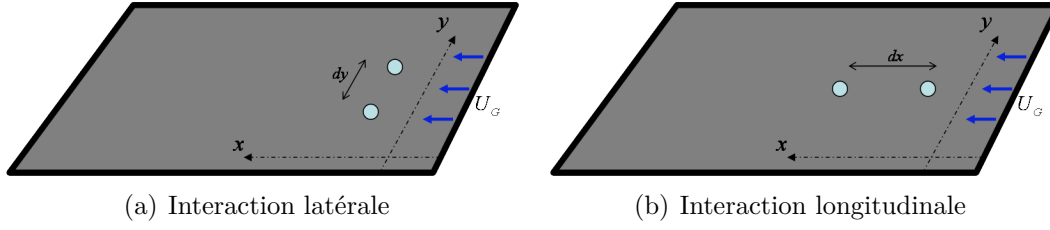


Figure V.26 – Interaction entre deux gouttes soumises au vent. (a) un décalage latéral dy est initialement imposé; (b) un décalage longitudinal dx est initialement imposé.

la figure A.8. Nous avons utilisé des gouttes d'huile V20 sur un substrat fluoré et des gouttes d'eau sur un substrat recouvert de film de polyéthylène. Plusieurs manipulations ont été réalisées dans un premier temps avec des gouttes identiques, puis avec des gouttes de tailles différentes. Les visualisations spatio-temporelles correspondantes sont présentées en annexe 2. En figure V.28, nous présentons quatre exemples représentatifs qui aboutissent à la coalescence des deux gouttes.

Nous avons observé d'une manière générale que l'influence des gouttes les unes sur les autres, est plus prononcée et plus apparente pour le système gouttes *eau* / *polyéthylène* que pour le système gouttes *huile* / *FC725*. En effet, les gouttes *eau* / *polyéthylène* ont un angle de contact θ_E d'environ 90° et donc une section (surface à l'air) relativement plus importante que les gouttes *huile* / *FC725* qui sont plus aplaties avec un angle de contact $\theta_E \approx 50^\circ$. Ceci impose une distance seuil d'interaction plus importante pour les gouttes d'eau par rapport à celle des gouttes d'huile.

En effet, le mécanisme d'interaction se produit suivant les principes fondamentaux de la mécanique des fluides (figure V.27) : d'une part, l'accélération de l'écoulement d'air entre les deux gouttes (en interaction latérale) due au rétrécissement de section entraîne une dépression locale (loi de Bernouilli) qui a tendance à rapprocher les gouttes (figure V.27(a)). D'autre part (interaction longitudinale), les deux gouttes étant alignées dans le sens de l'écoulement, la goutte au vent (la première) fait écran à la seconde (goutte sous le vent) qui subit le sillage de la première. Le sillage de la goutte au vent a tendance à attirer la goutte sous le vent vers l'arrière (figure V.27(b)).

Du point de vue de l'interaction latérale, nous notons que lorsque les deux gouttes sont placées suffisamment proches l'une de l'autre, l'effet de Venturi fait

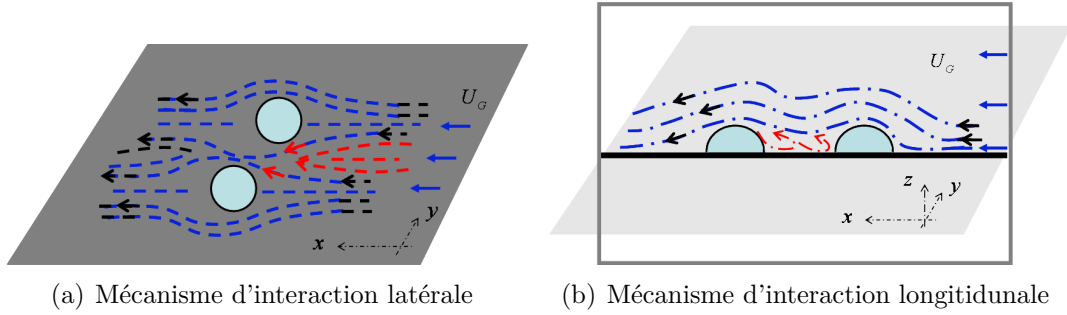


Figure V.27 – Mécanisme d'interaction : (a) l'accélération de l'écoulement d'air entre les deux gouttes crée une dépression locale qui tend à rapprocher les gouttes. (b) La deuxième goutte (goutte sous le vent) est écrantée par le sillage de la première (goutte au vent) ; cette dernière est donc aspirée vers la seconde.

converger les trajectoires des deux gouttes qui finissent par coalescer. La goutte formée, étant plus grosse se déplace plus vite. D'autre part, nous constatons que lorsque les gouttes sont placées l'une très proche de l'autre, dès l'instant initial, l'une des gouttes se démarque tout de suite de l'autre. Celles-ci coalescent alors dans le cas où : l'effet Venturi entraînant le rapprochement des gouttes, abouti à une configuration où les deux gouttes sont très proches, l'une est légèrement en arrière par rapport à l'autre.

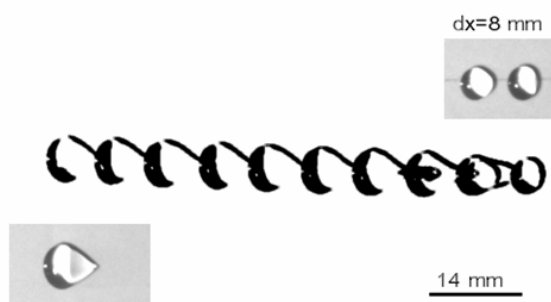
Dans le cas où, au cours de leurs déplacements et rapprochements, les deux gouttes se retrouvent "côte à côte" (transversalement), les deux gouttes peuvent aller jusqu'à se toucher⁴ sans toutefois coalescer avant de se démarquer à nouveau. Ces observations sont à rapprocher des expériences de Dell'Aversana et al. [9] où un écoulement superficiel empêche la coalescence de deux gouttes.

En interaction longitudinale, le phénomène est assez simple à expliquer : l'entraînement des gouttes étant dû à leurs surfaces à l'air et l'écoulement venant de l'arrière, la goutte au vent fait obstruction à la goutte sous le vent. Ceci crée donc une différence de vitesse entre la goutte au vent se déplaçant plus rapidement que la goutte sous le vent. Ceci entraîne alors la coalescence des deux gouttelettes. Cette obstruction est d'autant plus importante que la goutte au vent est plus grosse que celle sous le vent ou que les deux gouttes sont assez rapprochées l'une de l'autre.

Ces différentes interactions se manifestent quantitativement par une différence

4. Voir annexe 2 ; manipulations à l'huile : Deux gouttes d'huile se rapprochent, se touchent puis se séparent sans coalescer

Air: 11 m/s; gouttes : 10 μ l, 10 μ l; 1 Hz



(a) Interaction longitudinale

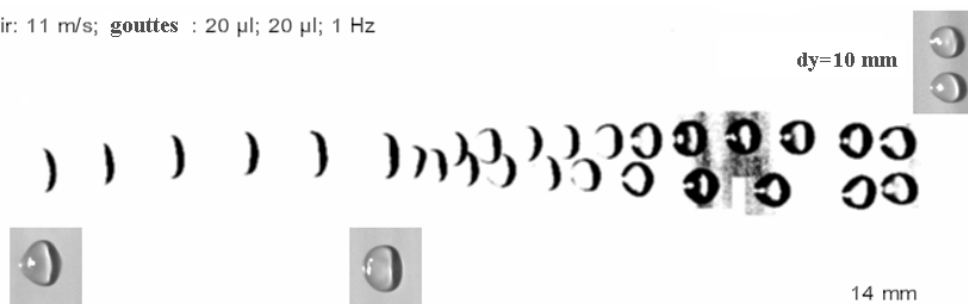
Air: 11 m/s; gouttes : 10 μ l, 10 μ l; 1 Hz



(b) Interaction latérale

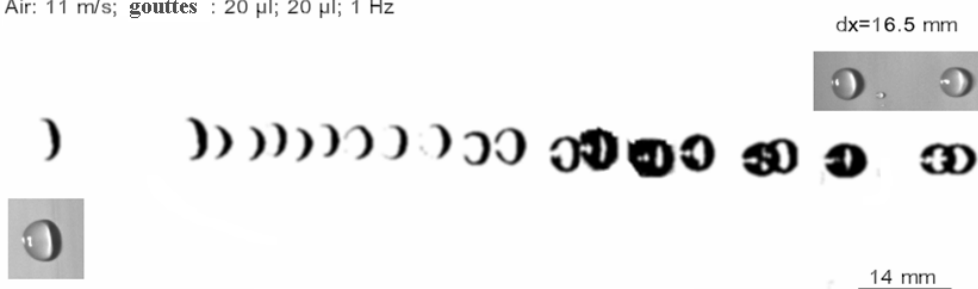
(a) Interaction entre deux gouttes d'huile V20 sur un substrat fluoré

Air: 11 m/s; gouttes : 20 μ l, 20 μ l; 1 Hz



(a) Interaction latérale

Air: 11 m/s; gouttes : 20 μ l, 20 μ l; 1 Hz



(b) Interaction longitudinale

(b) Interaction entre deux gouttes d'eau sur un substrat en polyéthylène

Figure V.28 – Interaction entre deux gouttes soumises au vent : Observations visuelles.

de vitesse entre les gouttes conduisant à une distance seuil d'interaction. Une brève analyse quantitative de cette interaction a été réalisée au cours de cette étude. Il en résulte que, plus les gouttes sont éloignées l'une de l'autre, plus la vitesse des deux gouttes converge vers une valeur donnée. Cette valeur correspond en principe à la vitesse d'une goutte isolée et la distance entre les deux gouttes dans ce cas correspondrait à la distance limite d'interaction entre gouttes. Cependant, nous ne pouvons pas encore nous prononcer sur les résultats quantitatifs car une telle question nécessite une approche statistique. En revanche, nous notons que la distance limite d'interaction (entre gouttes) en plus de dépendre des paramètres de la dynamique de chaque goutte, est extrêmement liée aux conditions de mouillage qui définit le rapport d'aspect des gouttes.

Conclusion

Avec cette étude sur les gouttes, nous avons apporté notre modeste contribution dans cette grande problématique encore ouverte qu'est le mouillage dynamique.

Nous avons montré que la vitesse de déplacement des gouttes soufflées est limitée par deux phénomènes :

- d'une part quand la vitesse de recul de la partie arrière excède une valeur critique (correspondant à un nombre capillaire de l'ordre de 10^{-2}), la ligne de contact devient instable et la goutte laisse sur le substrat des gouttelettes plus petites;
- d'autre part, les grosses gouttes sont aplaties par la gravité lorsque leurs diamètres excèdent la longueur capillaire.

Dans le régime où les gouttes se déplacent assez lentement pour ne pas perler, on peut rassembler toutes les données sur une courbe maîtresse lorsqu'on analyse la vitesse de la goutte en nombre capillaire et la vitesse du vent en nombre de Weber.

Nous avons pu estimer le coefficient de traînée de la goutte en contrebalançant l'effet du vent par le poids de la goutte. Dans cette même expérience, nous avons quantifié la recirculation du liquide à l'intérieur de la goutte. Cette vitesse de recirculation est très petite devant la vitesse du vent et la dissipation visqueuse qui y est associée est vraisemblablement négligeable par rapport à la dissipation

près des lignes de contact qui contrôlent la dynamique de la goutte.

L'introduction sur l'étude de la dynamique d'un champs de gouttelettes, montre que l'interaction entre des gouttes soufflées dépend principalement de la hauteur des gouttes et par suite du couple *liquide* – *substrat*. Cependant nous notons que la configuration de deux gouttes l'une à côté de l'autre dans la direction transversale est quasiment toujours instable. Cette problématique reste grandement ouverte et nécessite une investigation plus poussée.

Références bibliographiques : B.5

- [1] G. AMSELEM. *Gouttes soufflée*. Stage PMMH-ESPCI , (2006). [106](#), [119](#)
- [2] T.D. BLAKE AND K.J. RUSCHAK. *Wetting : static and dynamic contact lines*. Chapman & Hall , (1997). [101](#), [103](#), [105](#)
- [3] T.D. BLAKE, J. DE CONINCK, AND U. D'ORTONA. *Wetting :Models of wetting : immiscible lattice boltzmann automata versus molecular kinetic theory*. Langmuir **11**, 4588-4592 (1995).
- [4] R.G. COX. *The dynamics of the spreading of liquids on a solid surface*. J. Fluid. Mech. **168**, 169-220 (1986). [101](#)
- [5] P-G. DE GENNES, F. BROCHARD-WYART, AND D. QUÉRÉ. *Gouttes, bulles, perles et ondes*. Belin , (2002).
- [6] P-G. DE GENNES. *Ecoulements viscométriques de polymères enchevêtrés*. C. R. Acad. Sc. **288(IIb)**, 219 (1979). [101](#)
- [7] P-G. DE GENNES. *Wetting : statics and dynamics*. Rev Mod. Phys. **80**, 827-861 (1985).
- [8] P-G. DE GENNES, X. HUA, AND P. LEVINSON. *Dynamics of wetting : local contact angles*. J. Fluid. Mech. **212**, 55-63 (1990).
- [9] DELL'AVERSANA, P. AND NEITZEL, G.. *Behavior of noncoalescing and non-wetting drops in stable and marginally stable states*. Experiment in Fluids **36**, 299 (2006). [134](#)
- [10] G. DELON. *Nature de la transition d'entraînement d'un film liquide*. PhD thesis , (2007). [105](#), [107](#), [108](#)

- [11] B.V. DERJAGUIN, AND S.M. LEVI . *Film coating theory*. Focal Press, London , (1964). [103](#)
- [12] P. DURBIN. *On the wind force needed to dislodge a drop adhered to a surface..* J. Fluid Mech. **195**, 205-222 (1976). [106](#)
- [13] E.B. DUSSAN. *The moving contact line : the slip boundary condition..* J. Fluid Mech. **77(50)**, 665-684 (1976). [101](#), [105](#)
- [14] E.B. DUSSAN. *On the spreading of liquids on solid surfaces : static and dynamic contact lines.* Ann. Rev. Fluid Mech. **11**, 371-400 (1979). [106](#)
- [15] HAND DING, AND PETER D.M SPELT. *Onset of motion of a three-dimensional droplet on a wall in shear flow at moderate Reynolds numbers.* J. Fluids Mech. **599**, 341-362 (2008). [106](#)
- [16] J. EGGERS. *Hydrodynamic theory of forced dewetting.* Phys. Rev. Lett. **93**, 094502 (2004-a). [102](#)
- [17] J. EGGERS. *Towards a description of contact line motion at higher capillary numbers.* Phys. Fluids **16**, 3491-3494 (2004-b).
- [18] M. FERMIGIER, AND P. JENFFER. *An experiment investigation of the dynamic contact angle in liquid/liquid systems.* J.Coll. Int. Sc. **146**, 226- (1991).
- [19] R.L. HOMAN. *A study of the advancing interface shape in liquid gas systeme.* J. Coll. Int. Sc. **50**, 228-241 (1975). [102](#)
- [20] C. HUH AND L.E. SCRIVEN. *Hydrodynamic model of steady movement of a solid- liquid-fluid contact line.* J. Coll. Int. Sc. **35(1)**, 85-101 (1971). [102](#)
- [21] N. LE GRAND-PITEIRA. *Ruissellement avec effets de mouillage : Gouttes et Méandres sur un plan incliné.* PhD thesis , (2006). [107](#), [111](#), [128](#)
- [22] N. LE GRAND, A. DAERR, AND L. LIMAT. *Shape and motion of drops sliding down an inclined plane.* J. Fluid Mech. **541**, 293-315 (2005). [105](#)
- [23] A. MILNE, AND A. AMIRFAZLI. *Drop Shedding by Shear Flow for Hydrophilic to Superhydrophobic Surfaces.* Langmuir **25(24)**, 14155-14164 (2009). [106](#)
- [24] P. PIERANSKI, L. STRZELECKI, AND B.PANSU. *Thin colloidal crystals.* Phys. Rev. Lett. **50(12)**, 900-903 (1983). [102](#)
- [25] T. PODGORSKI. *Ruissellement en conditions de mouillage partiel.* PhD thesis , (2000). [103](#), [128](#)

- [26] T.PODGORSKI, J-M FLESSELLES, AND L. LIMAT. *Corners, cusps and pearls in running drops*. Phys. Rev. Lett. **83**(3), 036102 (2001). [103](#)
- [27] T.PODGORSKI, J-M FLESSELLES, AND L. LIMAT. *Dry arches within flowing films*. Phys. Fluids **11**(4), 845-852 (1999).
- [28] Y. POMEAU, AND L. MAHADEVAN. *Rolling droplets*. Phys. Fluids **11**, 9 2449-2453 (1999).
- [29] Y. POMEAU. *représentation de la ligne de contact mobile dans les équations de la mécanique des fluides*. C. R. Acad. Sc. **11**, 411- (2000). [105](#)
- [30] Y. POMEAU. *Moving contact line*. J. Phys. IV **11**, 199-212 (2001). [105](#)
- [31] Y. POMEAU. *Recent progress in the moving contact line problem : a review*. C. R. Mécanique **330**, 207-222 (2002). [101](#), [105](#)
- [32] D. QUÉRE, M.J. AZZOPARDI, AND L. DELATTRE. *Drops at Rest on a Tilted Plane*. Langmuir **14**, 2213-2216 (1998).
- [33] E. RAMÉ, AND S. GAROFF. *Microscopic and macroscopic dynamic interface shapes and the interpretation of dynamic contact angles*. J.Coll. Int. Sc. **177**, 234- (1996). [102](#)
- [34] E. RIO. *Gouttes, Flaques, et Arches sèches : Des lignes de contact en présence d'écoulement*. PhD thesis, Paris VI , (2005). [105](#), [107](#)
- [35] C.REDON, F. BROCHARD-WYART, AND F. RONDELEZ. *Dynamics of de-wetting*. Phys. Rev. Lett. **66**, 715-718 (1991). [107](#)
- [36] E. RIO, A. DAERR, AND L. LIMAT. *Probing with a laser sheet the contact angle distribution along a contact line*. J. Coll. Int. Sc. **269**, 164 (2004). [105](#)
- [37] E. RIO, A. DAERR, B. ANDREOTTI AND L. LIMAT. *Boundary conditions in the vicinity of a dynamic contact line : Experiment investigation of viscous drops sliding down an inclined plane*. Phys. Rev. Lett. **94**, 024503 (2005).
- [38] O.V. VOINOV. *Hydrodynamics of wetting*. Fluid Dynamics. Mech. **11**, 714-730 (1976).

Conclusion générale et perspectives

Au terme de cette étude sur les gouttes et films liquides en aérodynamique automobile, nous présentons la conclusion d'une part d'un point de vue académique, et d'autre part d'un point de vue automobile.

– **Du point de vue académique :**

D'un point de vue académique, l'étude de l'écoulement de film liquide nous a permis en premier de mettre sur pied une technique de mesure d'épaisseur de film liquide basée sur le principe de Beer Lambert. L'intérêt de cette technique de mesure est sa souplesse de mise en œuvre et la quantité d'informations spatio-temporelles qu'elle fournit. L'astuce réside dans le fait d'utiliser une feuille électroluminescente placée sous la plaque de verre pour éclairer le film en visualisant ce dernier via une caméra rapide. Les résultats de mesures obtenues à l'aide de cette technique sont présentés avec une erreur de mesure inférieure à 5% . Cette erreur liée à la difficulté à former des films assez minces lors de l'étalonnage, peut être améliorée en optimisant les conditions de mouillage dans la phase d'étalonnage.

D'autre part, l'étude du film liquide en écoulement contrôlé uniquement par la gravité nous a permis de mettre en évidence l'influence de la gravité dans le développement des ondes de gravité. En effet, la configuration en écoulement vertical du film qui a été largement étudiée antérieurement est une configuration singulière du fait de sa nature instable quel que soit le débit liquide d'écoulement (développement d'ondes tridimensionnelles quel que soit le nombre de Reynolds). Ceci reste valable tant que le liquide du film est un liquide à grand nombre de Kapitza ($Ka \succ 2000$).

En mettant en liaison sur une plage de Re_L intermédiaire et pour tous $\alpha \neq 0$ les travaux de Nusselt (sur le film liquide non perturbé), les théories de Benjamin (sur l'initiation des ondes) et d'Anshus (sur leur dynamique) ; nous avons montré que le nombre de Reynolds critique d'apparition des ondes (qui dépend de l'inclinaison de la plaque) a une influence pertinente sur la description de la variation de l'épaisseur du film et la vitesse des ondes.

En outre, nous avons également montré que malgré l'aspect solitaire des ondes du film liquide (d'une manière générale), les ondes pouvaient se développer de manière régulière pour certains nombres de Reynolds relativement faibles, tant que l'injection du liquide est faite de manière uniforme. Dans ce cas particulier, les ondes se développent dès le point d'injection.

Lorsque le film liquide est soumis à un cisaillement aéraulique, nous avons montré qu'en cisaillement pur (inclinaison de plaque nulle), l'écoulement du film liquide était fortement instable présentant une instabilité à structure tridimensionnelle plutôt chaotique à cause du nombre de Reynolds liquide très grand devant 1. La caractérisation de l'écoulement sous un tel régime est assez complexe du fait de la plage de Reynolds liquide (intermédiaire) et de l'épaisseur du film liquide en absence de cisaillement (h_o) qui est définie par les conditions d'étalement du liquide (taille et géométrie de la zone d'écoulement). Ceci induisait une forte influence sur l'analyse quantitative des données.

En soumettant le film liquide à des conditions de gravité et cisaillement non tous nuls, nous avons mis en évidence les différents régimes d'écoulement apparaissant du fait de la compétition des effets de gravité et de cisaillement. L'approche de Nusselt modifiée a permis de montrer que le paramètre pertinent dans cette configuration était le nombre de Froude modifié qui différencie de part et d'autre de l'équilibre ($Fr_{G,L} = 100$) les régimes à gravité dominante et à cisaillement dominant. Ce nombre de Froude modifié compare les effets d'inertie du film liquide (dus au cisaillement d'air) aux effets de gravité. Il peut également être vu comme le rapport des nombres de Weber et Bond de l'écoulement. Ainsi, à partir de l'approche de Nusselt modifiée et des considérations expérimentales, la vitesse d'air de seuil d'équilibre gravité-cisaillement est prédite à partir des conditions de débit liquide injecté et d'inclinaison de plaque.

Cependant, il est important de noter qu'en plus des conditions de mouillage du substrat, le cisaillement d'air dans certaines conditions favorise la rupture du film liquide entraînant la formation de zones sèches. Le liquide s'écoule alors sous forme de ruisselets et/ou de gouttes représentant ainsi la configuration la plus courante d'écoulement de film liquide dans la vie quotidienne du fait de l'hétérogénéité chimique des surfaces. Nous avons en plus montré de manière qualitative l'influence de l'écoulement d'air dans le phénomène de démouillage sur le film liquide et l'écoulement des gouttes, ruisselets et flaques. Ceci nous conduit à une étude des gouttes liquides soumises au vent et à la gravité.

L'étude des gouttes réalisée principalement en considérant un couple liquide substrat modèle (huiles silicones / FC725) a permis de montrer que dans le cas d'une goutte entraînée par le vent à partir d'un état d'équilibre, la goutte était considérée comme petite si son nombre capillaire et/ou son nombre de Weber sont respectivement inférieurs à 10^{-2} et 10.

Une telle goutte se meut alors sans dépôt de gouttes satellites derrière elle et sa vitesse en terme de nombre capillaire peut être prédite en fonction de ses conditions initiales de mouvement. Les conditions initiales ici étant représentées par les nombres de Weber et de Bond.

Nous avons montré en accord avec les observations expérimentales, que la somme algébrique des nombres de Weber et Bond était proportionnelle aux angles de contacts qui définissent la forme de la goutte, proportionnelle au rapport d'aspect de sa taille et proportionnelle au nombre capillaire (vitesse de déplacement) de la goutte.

En outre, nous avons montré que, la recirculation du liquide dans la goutte était très faible par rapport à la vitesse d'air. Ceci confirme le fait que la force de traînée de la goutte est principalement une traînée de forme.

Les mesures de gouttes soufflées dans des conditions proches de celles rencontrées dans l'automobile ont permis de valider au moins qualitativement tout le travail réalisé en conditions quasi-idéales (huiles silicones / FC725).

L'introduction sur l'étude de la dynamique d'un champs de gouttelettes, montre que l'interaction entre des gouttes soufflées dépend principalement de la hauteur des gouttes et par suite du couple *liquide*–*substrat*. Cependant, nous notons que la configuration de deux gouttes l'une à côté de l'autre dans la direction transversale

est quasiment toujours instable. Cette problématique reste grandement ouverte et nécessite une investigation plus poussée.

– **Du point de vue automobile :**

En utilisant une plage de débit liquide et de vitesse d'air équivalente à celle de différentes intensités de pluie et de vitesses d'air (relative au déplacement d'un véhicule), nous avons mis en évidence les différents phénomènes physiques qu'on pourrait observer sur un véhicule par temps de pluie : L'accumulation locale de liquide, l'arrachement de gouttes, l'entraînement de liquide, la rupture du film liquide du fait des conditions de mouillage (et de cisaillement) et la formation des gouttes et ruisselets.

Nous avons, dans le cas des films liquides, caractérisé les situations de film liquide cisailé. Ainsi, en considérant une situation particulière d'automobile (pare-brise, boîte à eau, lunette arrière, ...) où on rencontre un écoulement gaz-film liquide ; il est possible de prévoir les phénomènes qui pourraient s'y développer en estimant le nombre de Froude modifié de cet écoulement à partir des ordres de grandeurs d'épaisseur de film et de vitesse d'air.

De même, considérant un véhicule tout neuf (état de surface quasi-propre), et en estimant les angles de contact de ses surfaces, il est possible de qualifier quantitativement sa capacité à s'auto-désécher par une simple estimation de la taille des gouttes qui y resteraient accrochées en considérant la vitesse d'évacuation des gouttes liquides suivant des conditions bien définies.

Cependant, le principal livrable pour l'automobile (le groupe Renault SAS) ici est dans un premier temps toute l'expertise développée en interne sur les écoulements de films liquides, ainsi que la base de données requise pour la validation du code de simulation numérique ; code qui sera utilisée au service d'ingénierie Renault pour les problématiques liées aux films liquides. L'expertise se poursuit dans le groupe Mécanique des Fluides et Aérodynamique et à l'Ingénierie Véhicule (au Technocentre Renault de Guyancourt) et la validation des cas tests est quant à elle initiée.

– **Perspectives.**

En perspective, nous notons principalement que le problème des films liquides et des gouttes reste ouvert car nous avons introduit quelques aspects intéressants de la problématique tant sur le plan automobile qu'académique.

D'un point de vue académique, nous retenons en particulier qu'en condition de Reynolds liquide intermédiaire, et pour le film liquide en cisaillement pur, l'explication physique des résultats obtenus n'est pas encore parfaitement aboutie. Cet aspect mériterait d'être exploré de manière plus théorique suivant une configuration expérimentale mieux contrôlée. De même les effets de la tension de surface sur l'écoulement d'un film liquide méritent également une étude expérimentale en considérant une large gamme de liquide et de valeurs de tension de surface.

En ce qui concerne les gouttes soufflées, outre l'aspect multi-goutte que nous avons introduit, nous trouvons intéressant d'investiguer la dynamique des gouttes au delà des hypothèses de petites gouttes. De plus une description générale du coefficient de traînée de la goutte prenant en compte la taille et l'angle de contact statique de la goutte donnerait plus de détails dans la dynamique des gouttes en général.

L'un des aspects pertinents que nous n'avons pas particulièrement évoqué est celui de l'oscillation des gouttes au cours de leurs déplacements et l'interaction que celle-ci pourrait avoir avec la turbulence de l'écoulement d'air.

D'une manière succincte, nous sommes loin d'avoir clos la question des gouttes soufflées.

D'un point de vue automobile, compte tenu du fait que nous avons réalisé ici une première approche du problème, nous avons privilégié l'aspect fondamental du problème. La deuxième étape de l'étude devrait consister à présent en une étude où les réalités automobiles (matériaux, état de surface, liquide,...) sont particulièrement privilégiées.

Enfin, nous notons en particulier que le développement des modèles des codes de simulation numérique (où leurs améliorations) doit impérativement prendre en compte les effets de mouillage pour mieux représenter les conditions réelles d'écoulements de gouttes et films liquides.

Annexe

1 Quelques détails sur l'écoulement aéraulique

Comme présenté dans les différentes parties, les essais de film liquide ont été réalisés dans la soufflerie "flûte de pan" de type Eiffel à l'Institut Aéro-Technique (IAT) de Saint Cyr l'école. Les mesures de gouttes soufflées ont été réalisées dans une plus petite soufflerie au Laboratoire de Physique et Mécanique des Milieux Hétérogène (PMMH) de l' Ecole de Physique et de Chimie Industrielle de Paris (ESPCI-ParisTech).

Nous présentons dans cette annexe quelques indications caractéristiques des conditions d'écoulement d'air lors des essais.

1.1 Soufflerie Flûte de Pan

La soufflerie Flûte de pan est une des nombreuses souffleries de l'IAT de saint Cyr l'Ecole. De type Eiffel, à circuit ouvert, elle a une veine de section carrée de 0.60 m de côté et une longueur de 1.50 m . Comme le montre la figure [A.1](#), la veine est à $3/4$ ouverte dans un plus grand volume fermé de $1.20 \times 1.20 \times 1.50\text{ m}^3$.

Le plancher de la soufflerie est modulaire et amovible ; ceci a permis de remplacer l'un des modules par le bac de récupération dans lequel est introduit le montage. En figure [A.2](#), nous pouvons voir que le bac est monté à fleur du plancher. Le plancher est recouvert d'un film plastique pour éviter d'endommager la soufflerie.

La soufflerie est dotée d'un ventilateur centrifuge de puissance 70 kW per-



Figure A.1 – La soufflerie Flûte de pan de l'IAT.

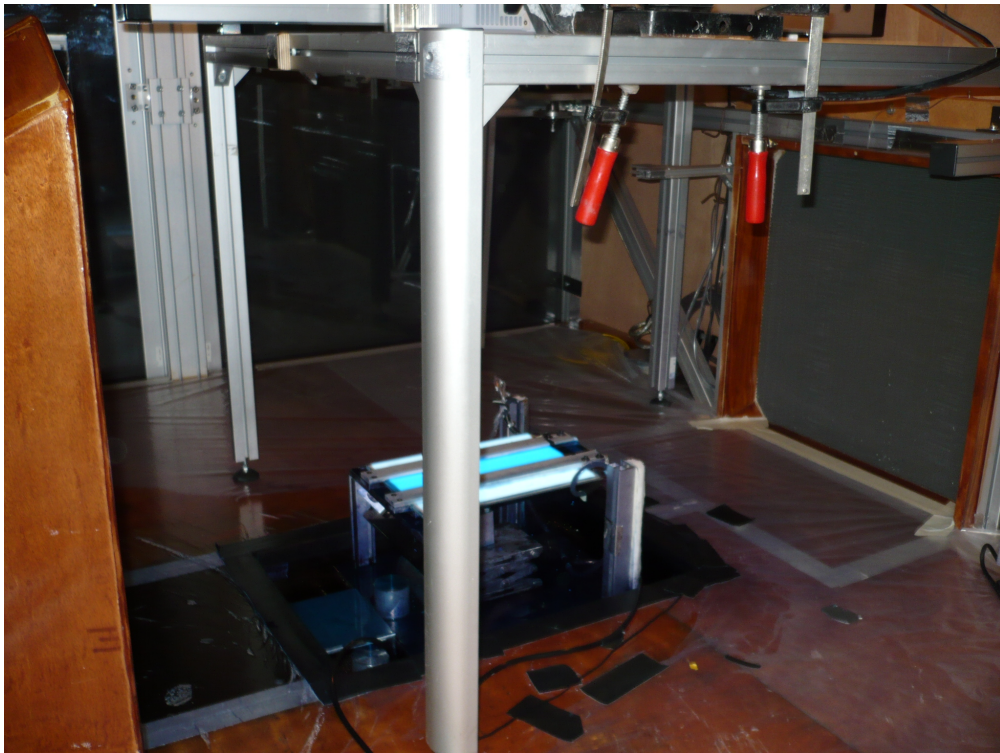


Figure A.2 – Le dispositif dans la veine.

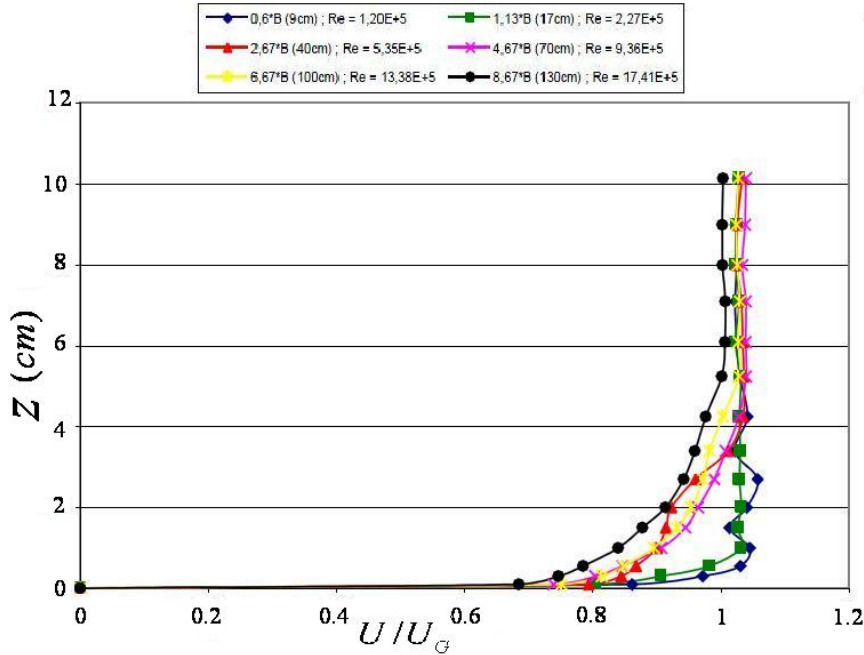


Figure A.3 – Profil de vitesse : écoulement d'air dans la veine en absence du montage. Mesures réalisées par l'IAT.

mettant d'aspirer de l'air à des vitesses variant entre 5 et 30 ms^{-1} . La grille de tranquillisation permet d'avoir un écoulement homogène à très faible intensité de turbulence. Des mesures d'anémométrie à fil chaud dans la veine à vide ont montré un taux de turbulence inférieur à 40%. Les profils de vitesses mesurés au centre de la veine (figure A.3) montrent une épaisseur de couche limite d'environ 60 mm.

La zone d'écoulement d'air dans la veine est celle représentée en figure A.4, le volume autour sert à éviter un effet de confinement de l'écoulement. Cette ouverture de la veine permet également d'avoir assez d'espace pour l'installation du dispositif de mesure sans toutefois perturber l'écoulement. Le volume de la veine se trouve donc en dépression du fait de l'aspiration du ventilateur.

Lorsque le dispositif est installé dans la veine, des mesures du profil de vitesse sont réalisées sur la plaque à l'aide d'un Pitot muni d'un capteur de pression à 10 Hz. Les profils de vitesse mesurés à différentes vitesses (d'air en entrée de veine) et positions sur l'axe centrale de la plaque sont représentés en figure A.5. Indépendamment de l'inclinaison de la plaque, nous notons à faible vitesse un effet de décollement sur les profils en bout de plaque (près du bord d'attaque de la

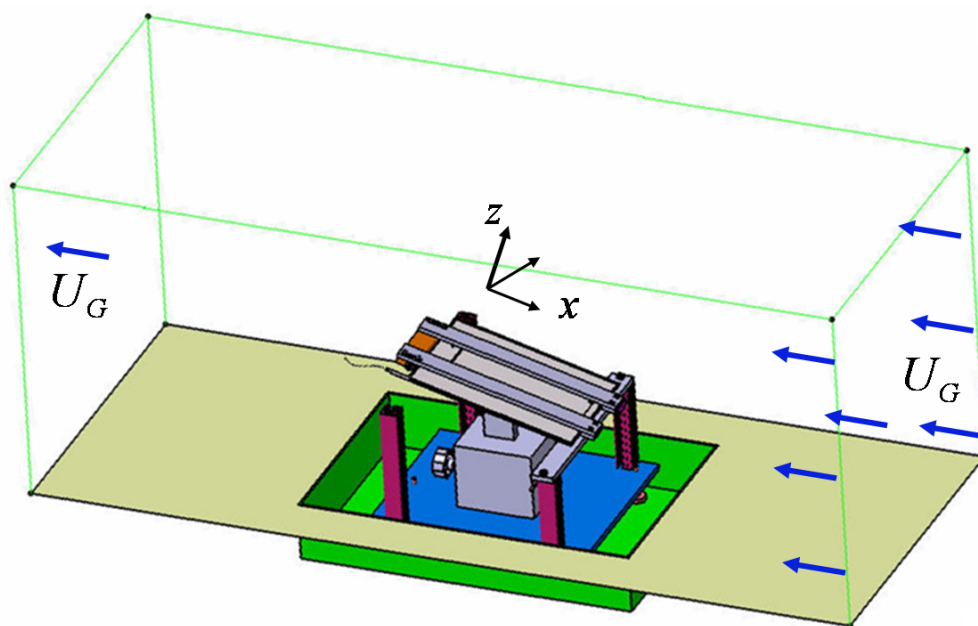


Figure A.4 – La zone d'écoulement

plaque). Cette faible perturbation de l'écoulement à faible vitesse est due au fait que le bord d'attaque de la plaque n'est pas particulièrement aérodynamique.

En écoulement gravité-cisaillement, du fait de l'inclinaison de la plaque, cette légère perturbation n'a pas une grande influence sur l'écoulement du film liquide. Son influence devient importante lorsqu'en écoulement à "cisaillement pur" (inclinaison de plaque $\alpha = 0^\circ$), le bord d'attaque de la plaque est perpendiculaire à l'écoulement. Dans ce cas, les surfaces frontales du montage sont ajustées par des profilés en forme de demi-cylindre. L'écoulement est donc plus uniforme ce qui favorise d'un meilleur entraînement du liquide.

1.2 La Soufflerie du PMMH à l'ESPCI

Pour l'étude des gouttes soufflées, nous avons utilisé un dispositif académique souple à contrôler et à utiliser. Ainsi, comme le montre la figure A.6, la soufflerie est composée d'un ventilateur et d'un convergent qui débouche dans une buse de section $150 \times 150 \text{ mm}^2$. La plaque verre formant le plancher de la veine d'essai est raccordée à la sortie du convergent à l'aide d'un morceau de scotch lisse. La veine est fermée au 3/4 comme le montre la figure A.6 et ses parois latérales sont

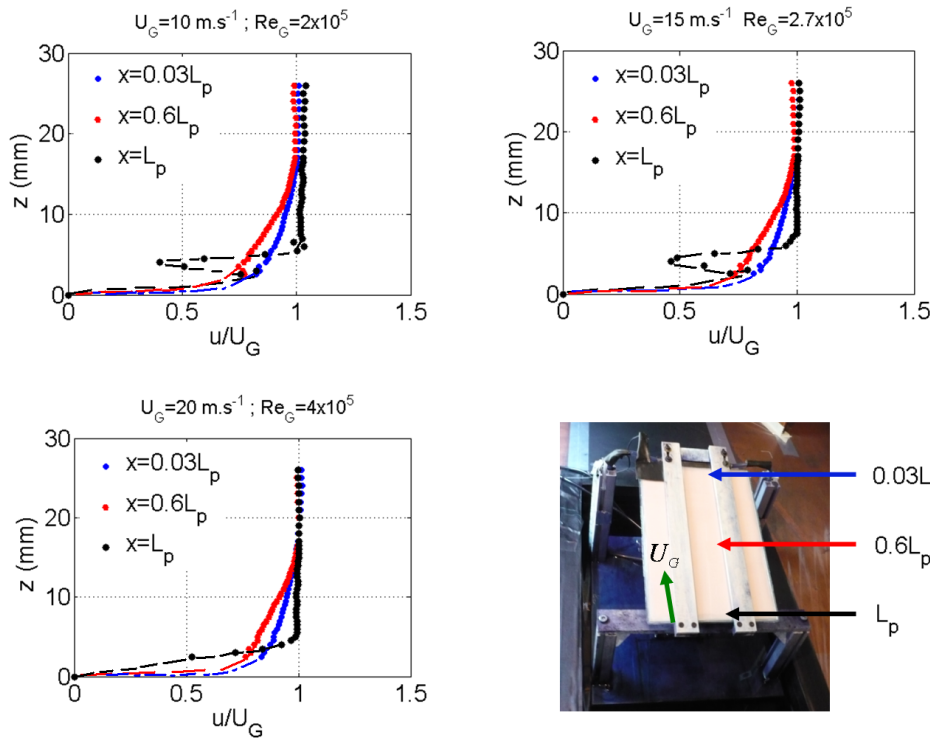


Figure A.5 – Profile de vitesse : écoulement d'air sur la plaque.

des plaques transparentes de Plexiglas. Les gouttes sont déposées par la surface supérieure de la veine qui est entièrement ouverte.

Dans ces conditions, la soufflerie (de puissance moteur de l'ordre de la dizaine de kilowatts), souffle de l'air à des vitesses allant de 0 à environ 14 m.s^{-1} . Celle-ci est indiquée sur un écran de contrôle et mesurée à l'aide d'un tube de Pitot muni d'un capteur électrique. Des mesures d'anémométrie à fil chaud indiquent un taux de turbulence de l'ordre de 5%. Pour différentes vitesses d'air, nous obtenons les profils de vitesse sur la plaque comme ceux représentés en figure A.7. Nous remarquons que ces profils de type couche limite turbulente sont assez uniformes notamment très proches de la paroi. Ceci était particulièrement utile car à l'échelle de la goutte, la moindre perturbation des conditions d'écoulement est non négligeable. D'où l'intérêt de faire du substrat de la goutte le plancher de la veine.

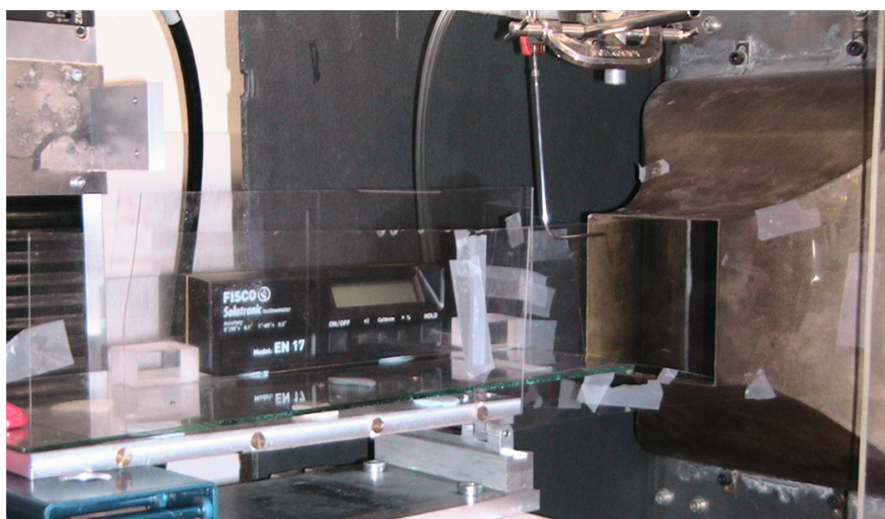


Figure A.6 – Dispositif pour l'étude des gouttes

Remarque :

En ce qui concerne l'écoulement d'air, remarquons que nous nous sommes limités ici à une caractérisation de l'écoulement en proche paroi en estimant l'épaisseur de la couche limite. Nous notons ainsi des épaisseurs de couche limite de l'ordre de quelques centimètres. Ceci suppose que le film liquide d'épaisseur inférieure (quelles que soit les conditions) à 1 *cm* (épaisseur de barrettes latérale de canalisation de l'écoulement) tout comme les gouttes de hauteur de l'ordre de quelques millimètres se trouveront toujours dans la couche limite gazeuse.

Par ailleurs, pour avoir plus d'informations au sujet de la superposition des deux écoulements, l'idéal serait de faire des mesures de visualisation couplée (PIV par exemple) dans les deux liquides. Ceci permettrait d'avoir des informations précises au niveau de l'interface gaz-liquide. Cependant, cette manipulation pose quelques problèmes en visualisation car les ordres de grandeur des échelles de longueurs dans le liquide et dans l'air sont très éloignés. D'autre part, la visualisation en coupe de l'interface impose de se mettre en géométrie relativement confinée de l'écoulement gaz-liquide. D'une manière générale, la manipulation dans ce cas est complexe à mettre en œuvre et l'information supplémentaire qui en découle ne présente pas spécialement d'originalité par rapport aux travaux antérieurs.

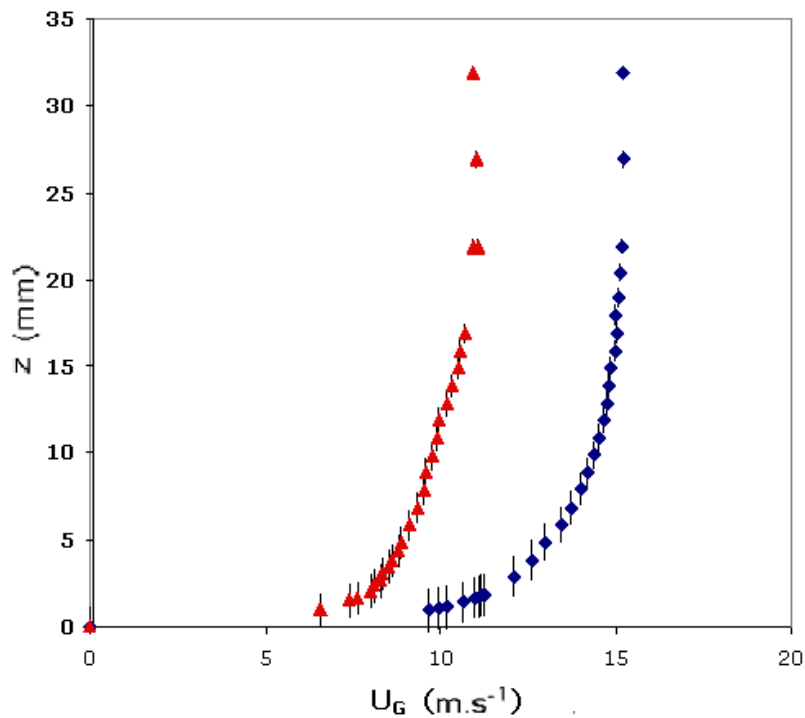
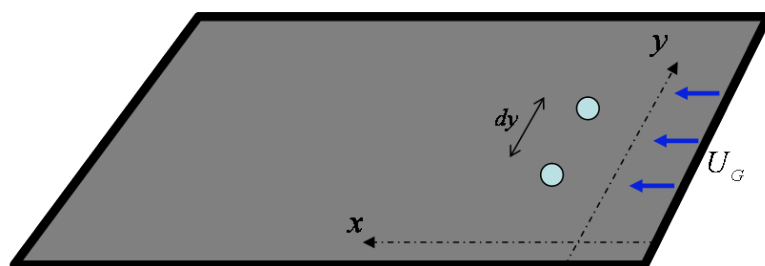


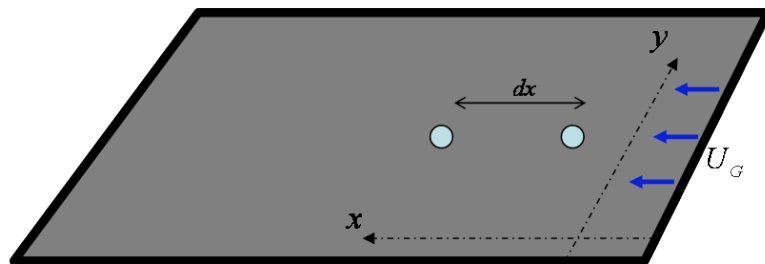
Figure A.7 – Profil de vitesse d’air sur la plaque à $0.3L$ du convergent de la soufflerie.

2 Quelques graphes spatio-temporels de dynamique des gouttes et films liquides

2.1 Les Gouttes Soufflées : Interaction entre gouttes.



(a) Interaction latérale



(b) Interaction longitudinale

Figure A.8 – Interaction entre deux gouttes soumises au vent. (a) un décalage latéral dy est initialement imposé; (b) un décalage longitudinal dx est initialement imposé.

2.2 Les Films Liquides.

2 Quelques graphes spatio-temporels de dynamique des gouttes et films liquides

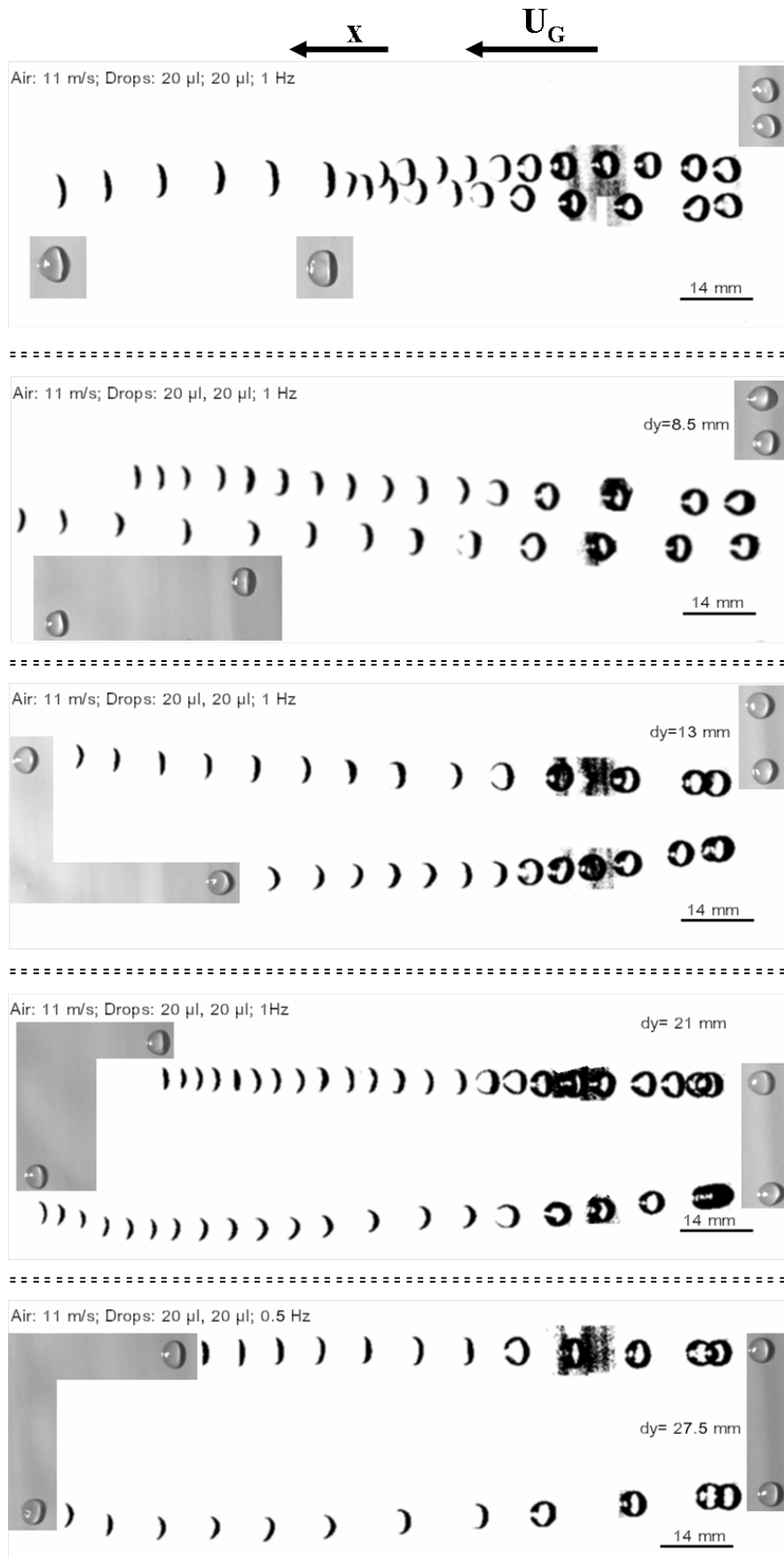


Figure A.9 – Graphes spatio-temporels d'interaction entre gouttes : gouttes d'eau, interaction latérale.

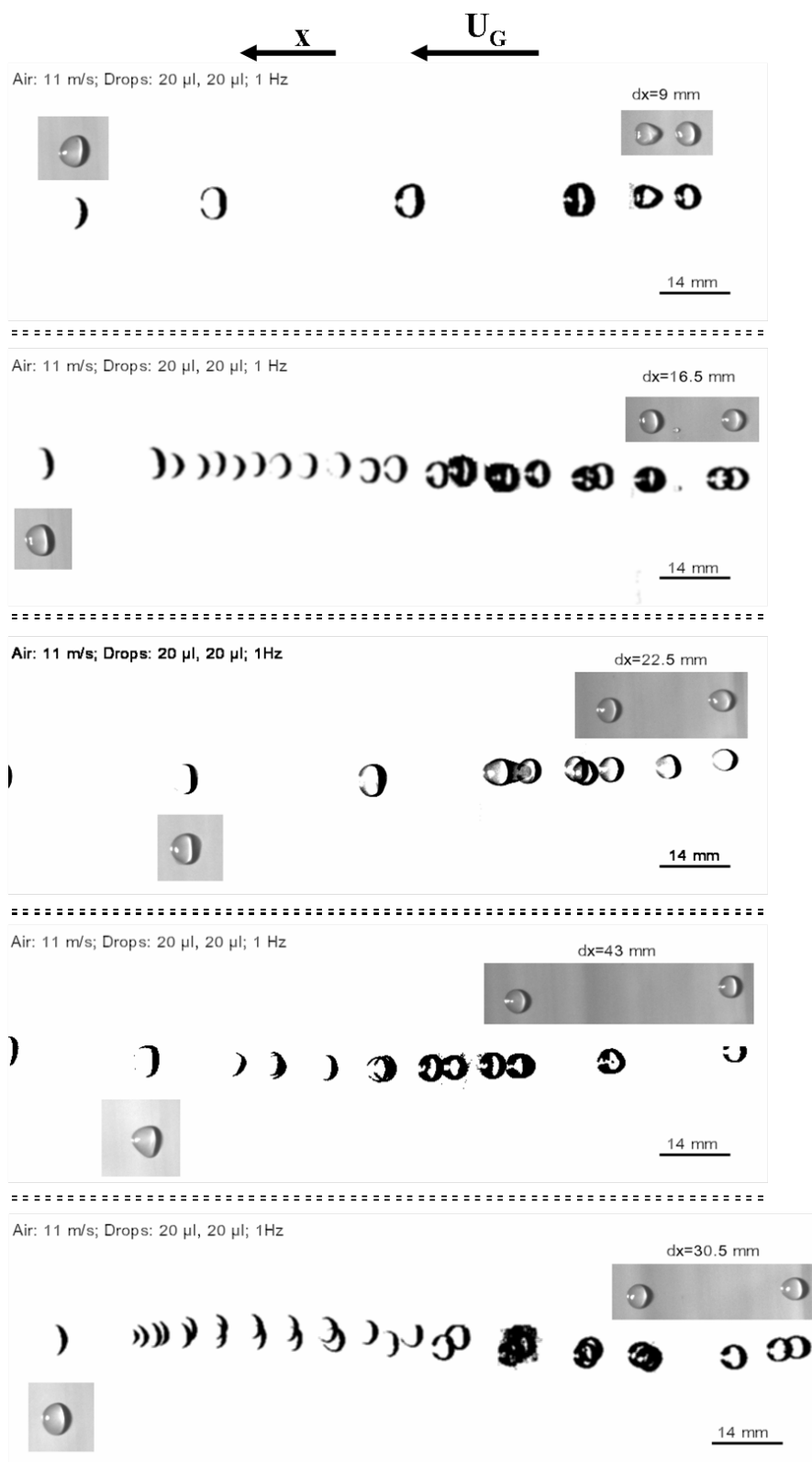


Figure A.10 – Graphes spatio-temporels d'interaction entre gouttes : gouttes d'eau, interaction longitudinale.

2 Quelques graphes spatio-temporels de dynamique des gouttes et films liquides

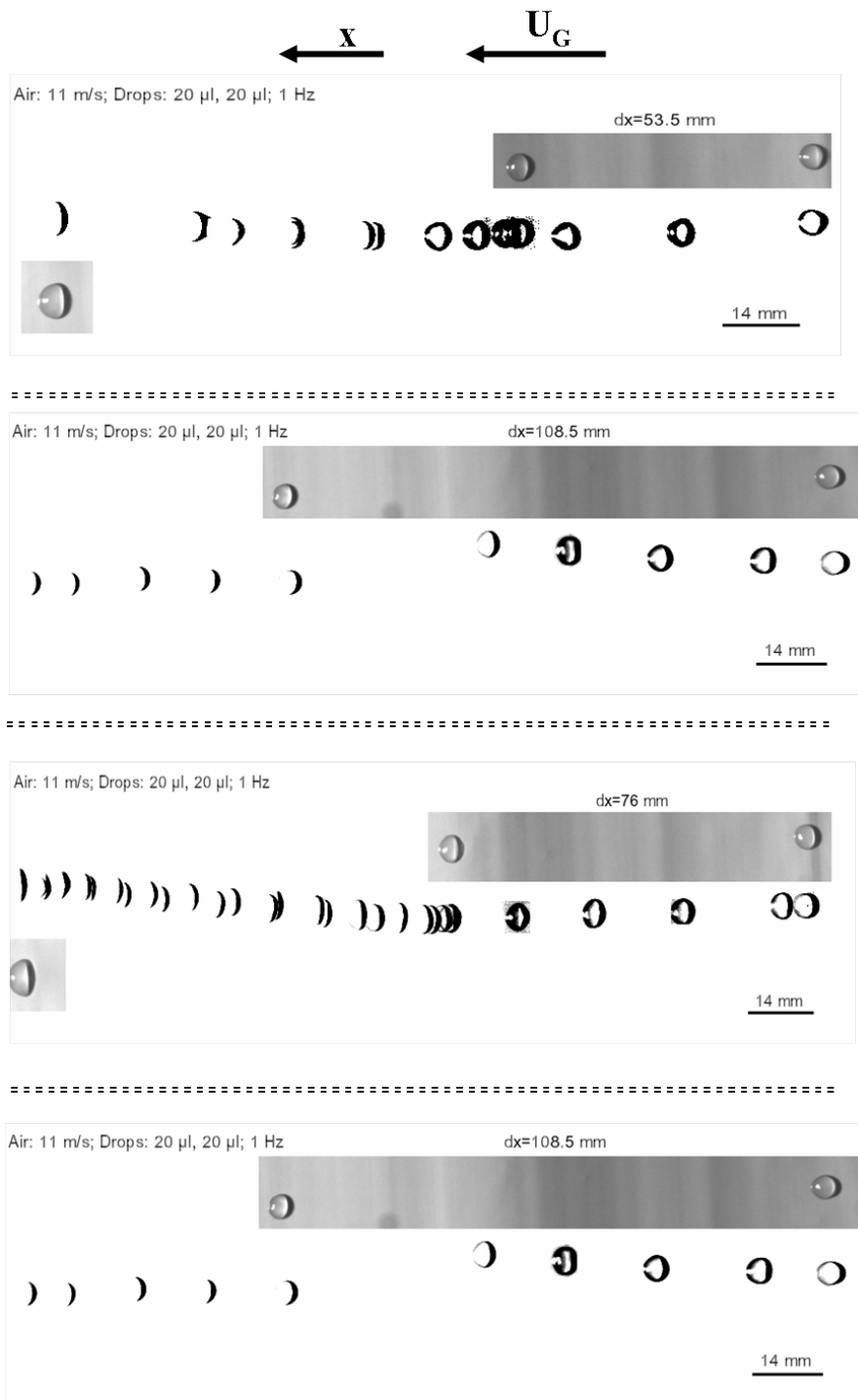


Figure A.11 – Graphes spatio-temporels d'interaction entre gouttes : gouttes d'eau, interaction longitudinale (suite).

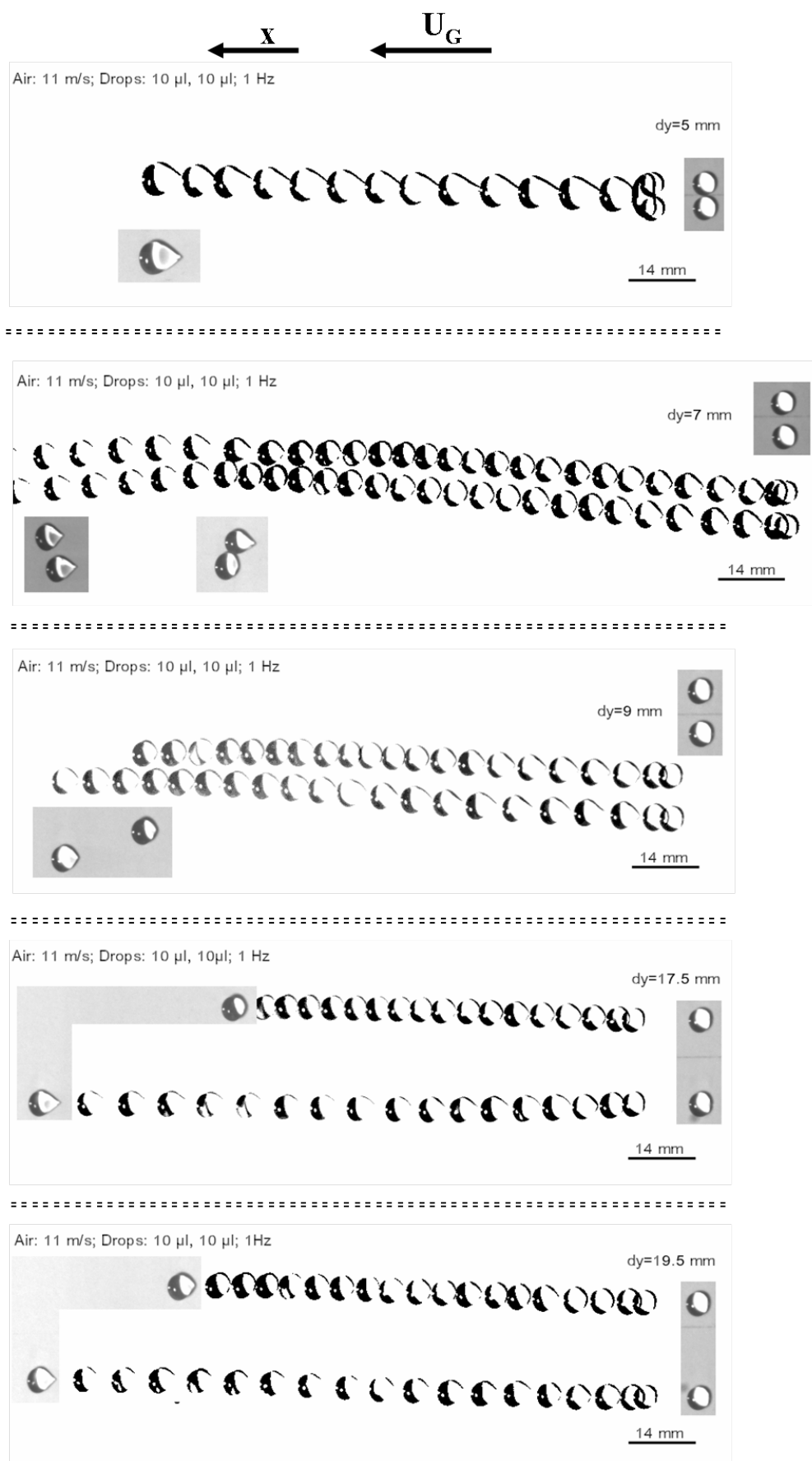


Figure A.12 – Graphes spatio-temporels d'interaction entre gouttes : gouttes d'huile, interaction latérale.

2 Quelques graphes spatio-temporels de dynamique des gouttes et films liquides

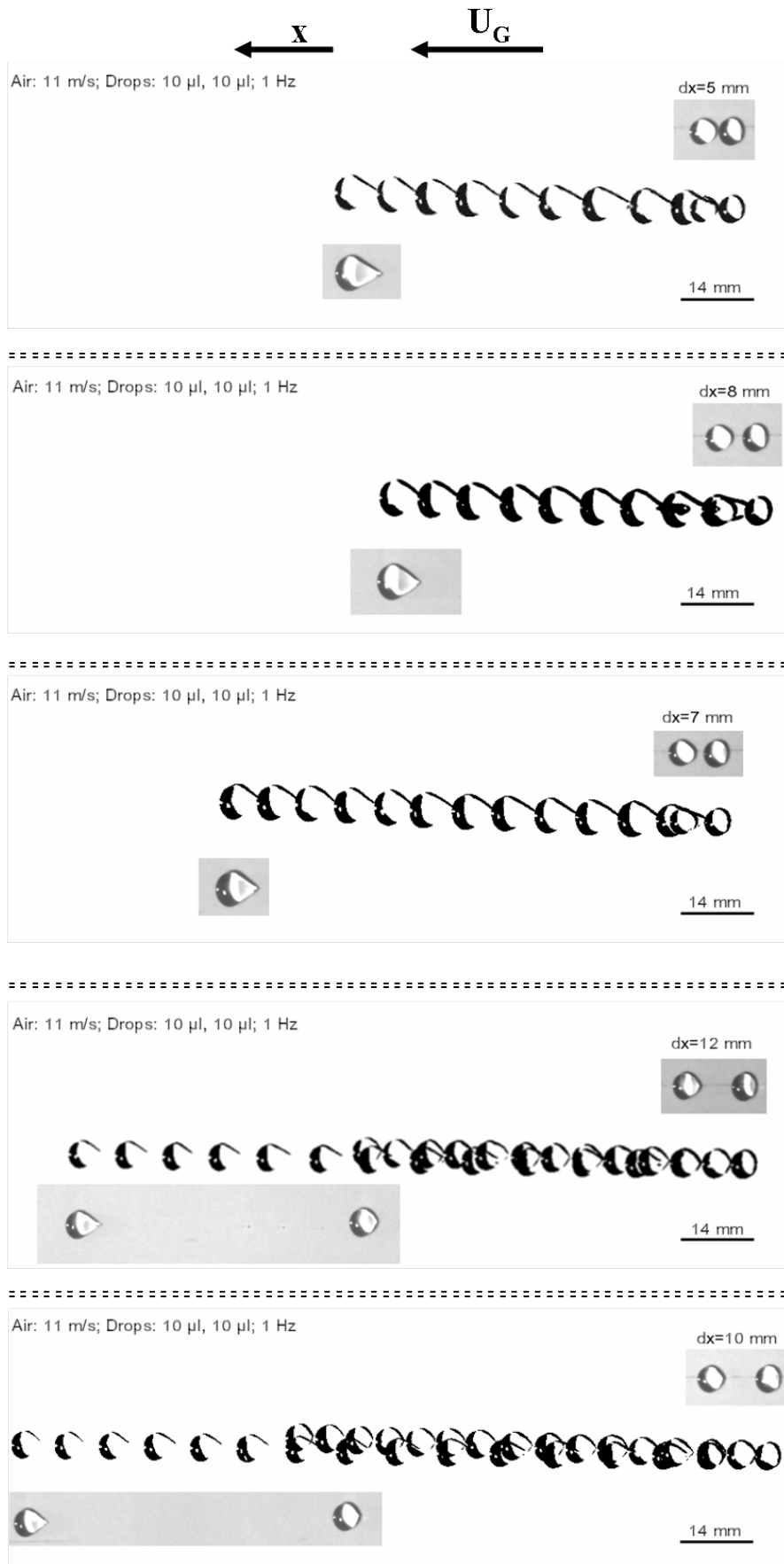
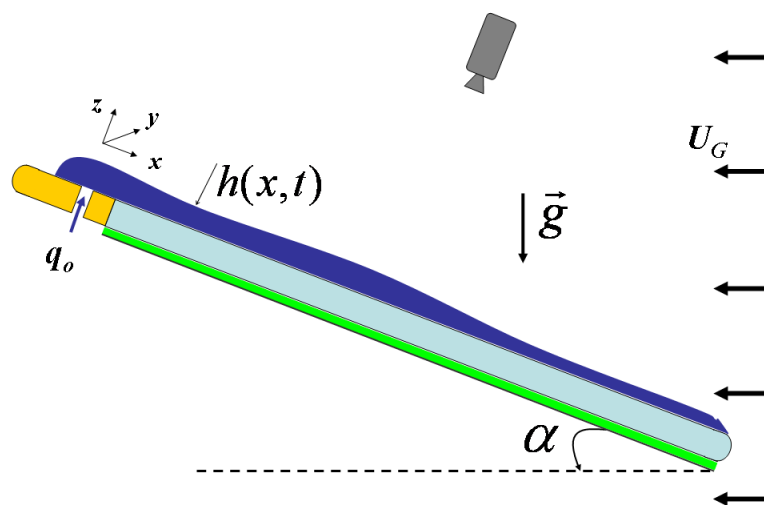
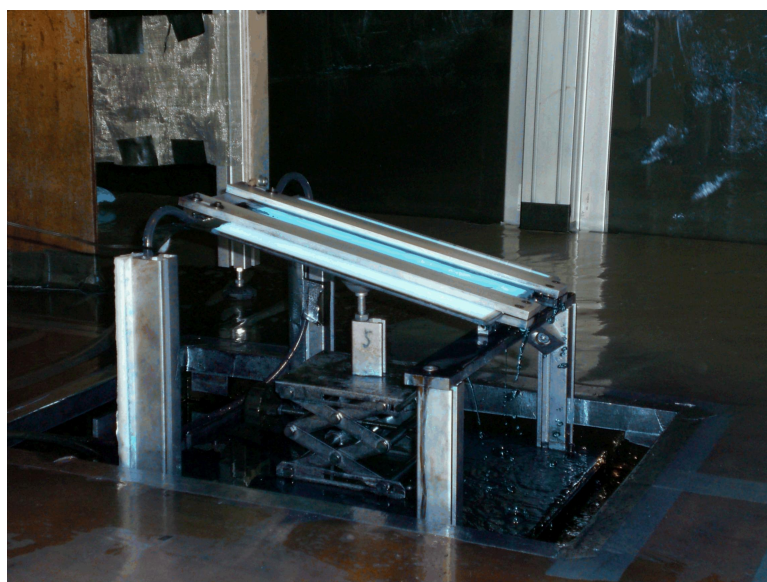


Figure A.13 – Graphes spatio-temporels d'interaction entre gouttes : gouttes d'huile, interaction longitudinale.



(a) Configuration expérimentale



(b) Montage en soufflerie

Figure A.14 – Dispositif expérimental en soufflerie : Le liquide est teinté au bleu de méthylène ; le canal d'écoulement est de longueur (L_p) et de largeur (l_p) : $L_p \times l_p \equiv 300 \text{ mm} \times 60 \text{ mm}$. La hauteur des barrettes latérales est de 10 mm.

2 Quelques graphes spatio-temporels de dynamique des gouttes et films liquides

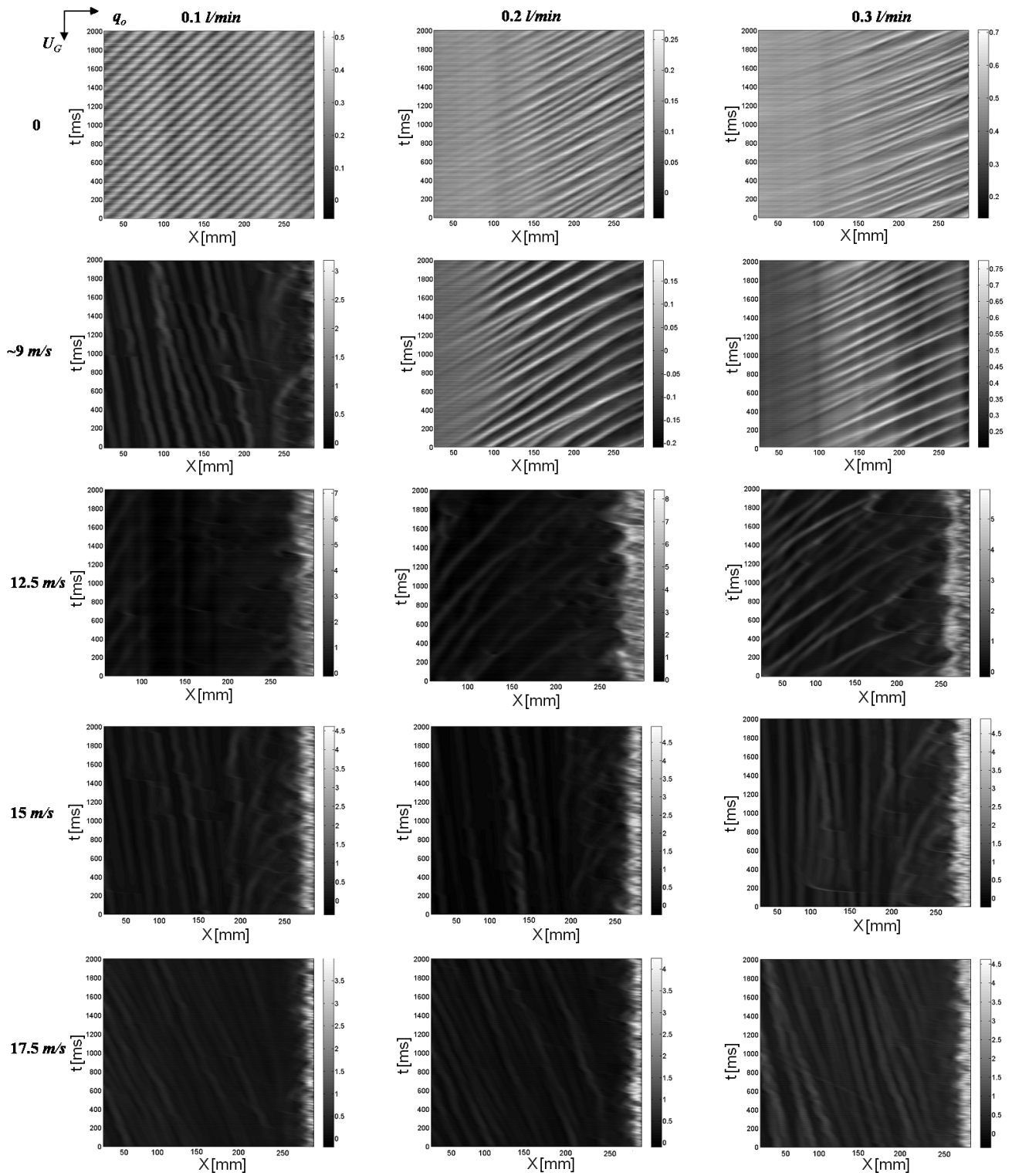


Figure A.15 – Graphes spatio-temporels du film liquide cisailé : $\alpha = 15^\circ$; h en mm ; $\Delta t = 2000$ ms et $\Delta X \approx 300$ mm.

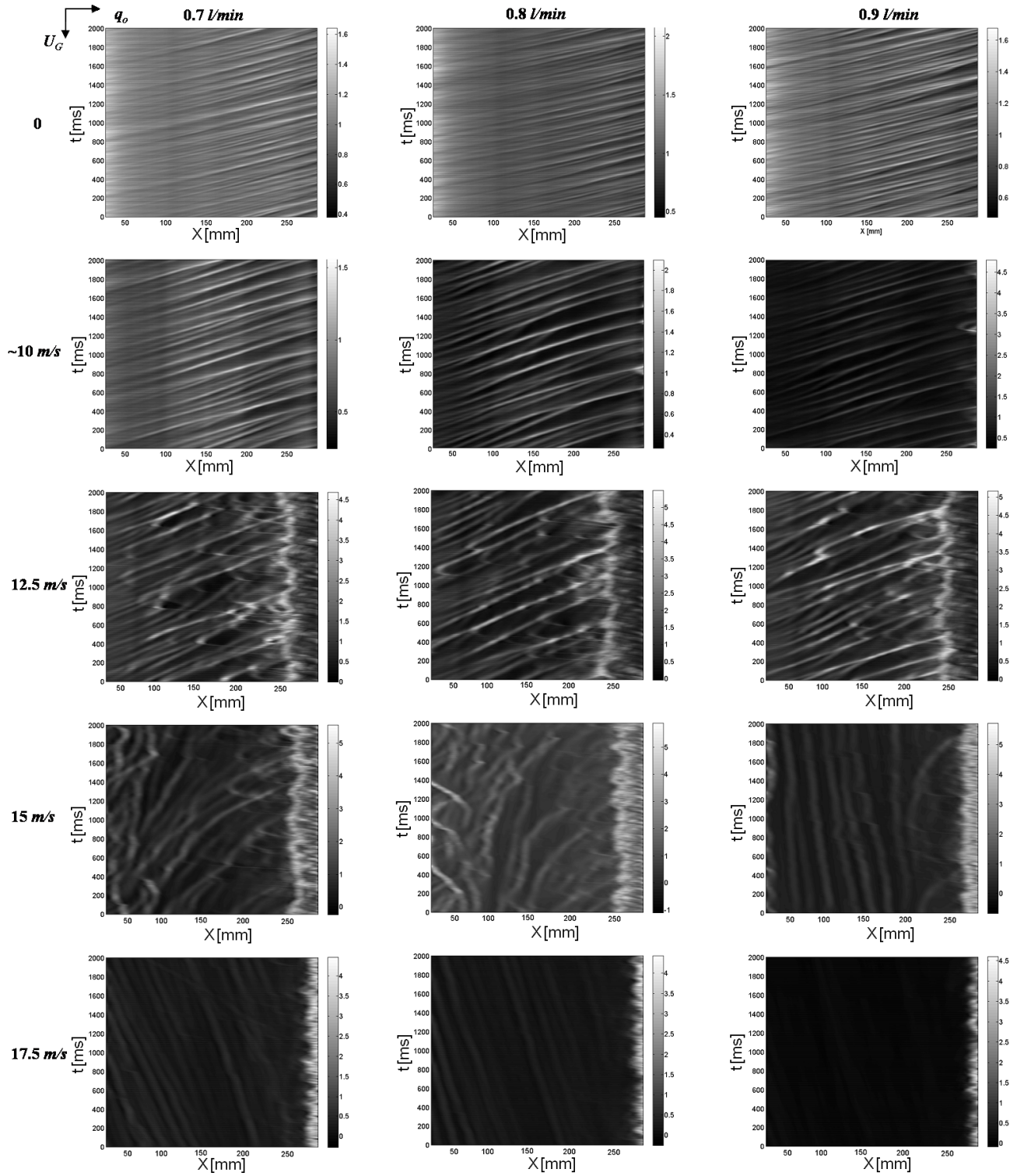


Figure A.16 – Graphes spatio-temporels du film liquide cisailé : $\alpha = 15^\circ$; h en mm ; $\Delta t = 2000$ ms et $\Delta X \approx 300$ mm (suite).

2 Quelques graphes spatio-temporels de dynamique des gouttes et films liquides

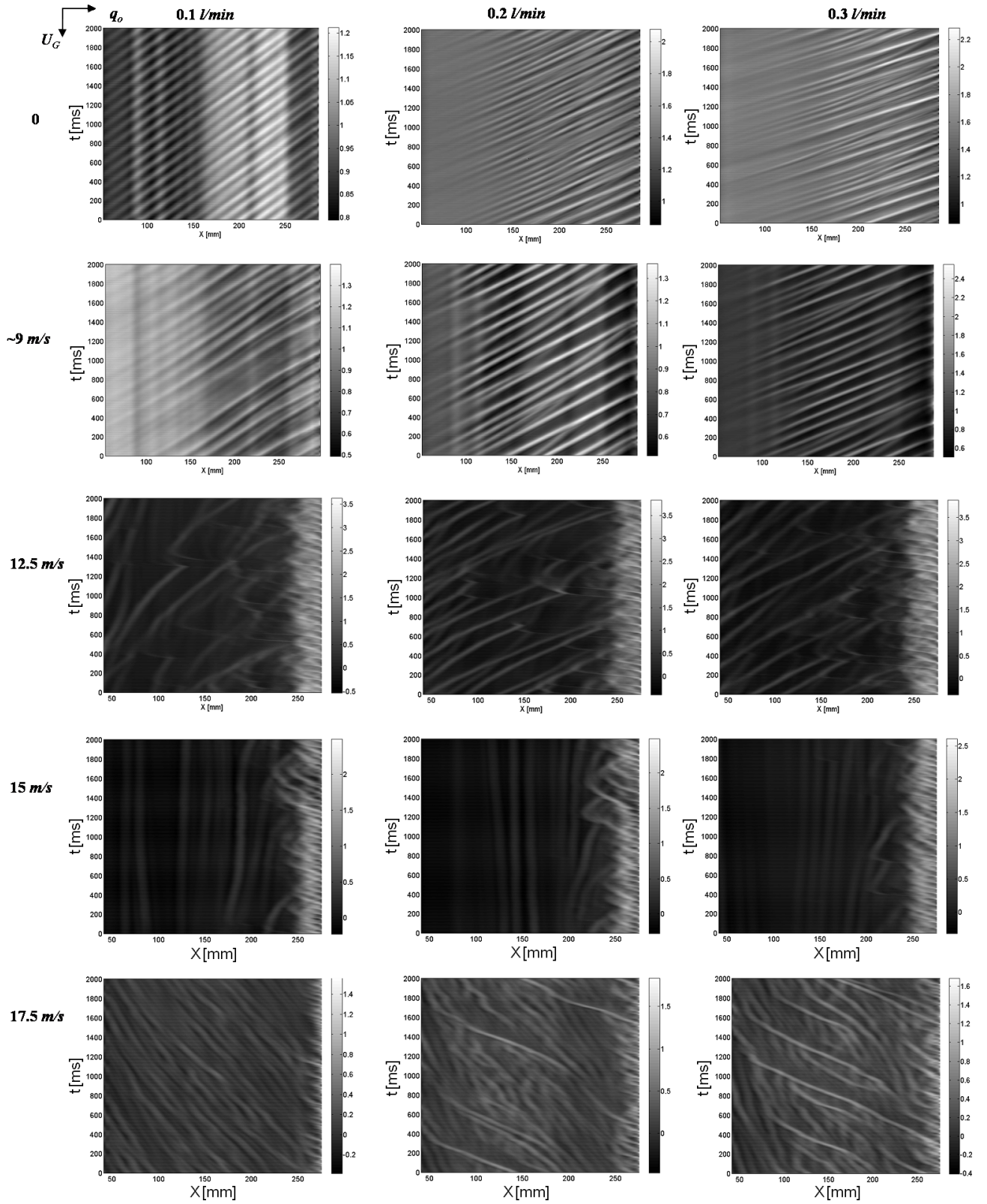


Figure A.17 – Graphes spatio-temporels de film liquide cisailé : $\alpha = 20^\circ$; h en mm ; $\Delta t = 2000$ ms et $\Delta X \approx 300$ mm.

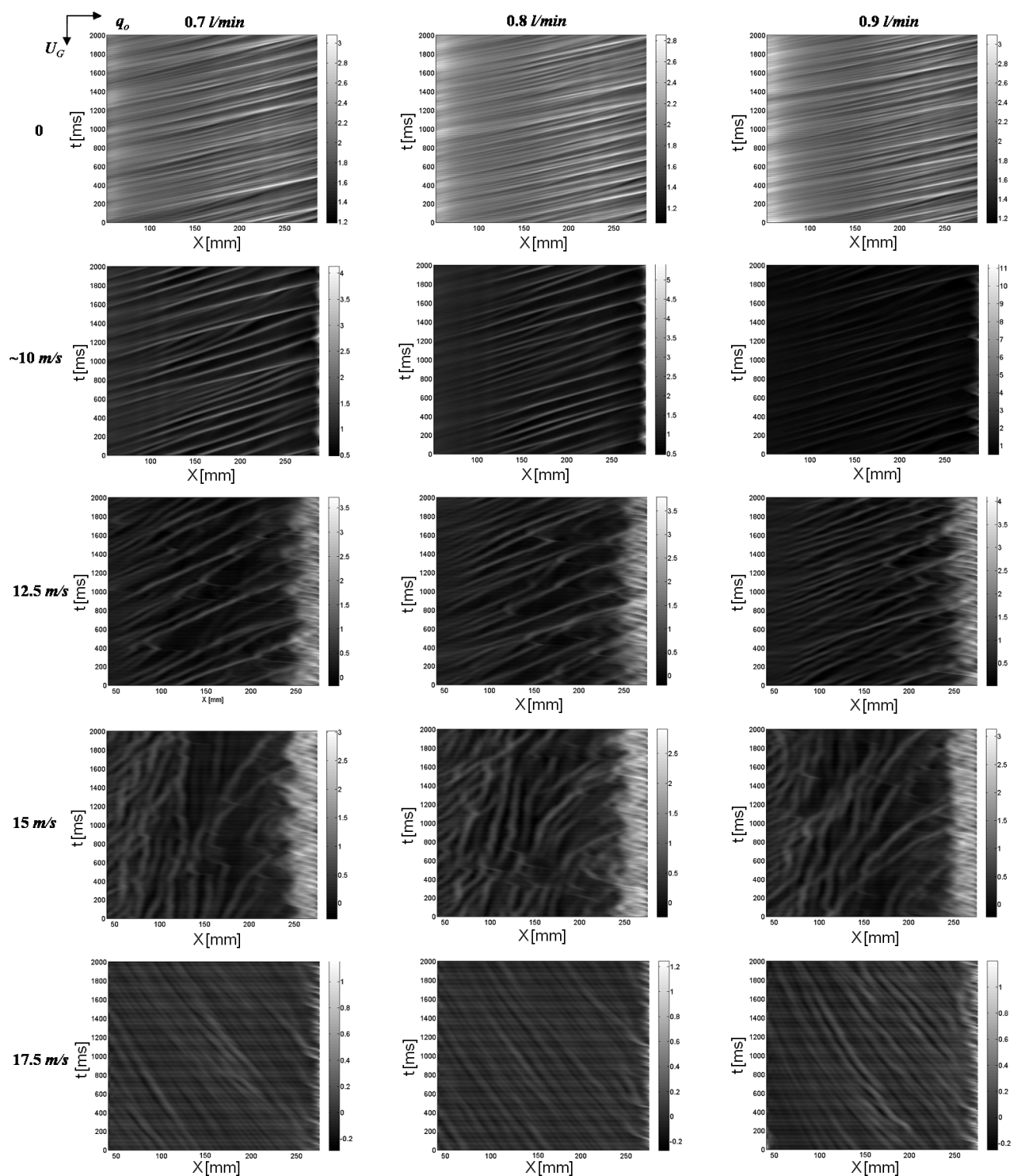


Figure A.18 – Graphes spatio-temporels de film liquide cisailé : $\alpha = 20^\circ$; h en mm ; $\Delta t = 2000$ ms et $\Delta X \approx 300$ mm (suite).

3 Film liquide en cisaillement à 0° d'inclinaison

Dans cette configuration (figure A.19), le principal problème dans l'analyse des données expérimentales était lié au fait que l'épaisseur initiale du film liquide (h_o à $U_G = 0$: figure III.10) était mal contrôlée. Ceci entraînait une variation aléatoire de h_o avec le nombre de Reynolds liquide. En considérant les résultats présentés précédemment au chapitre III, nous analysons une fois de plus ces données suivant une approche expérimentale.

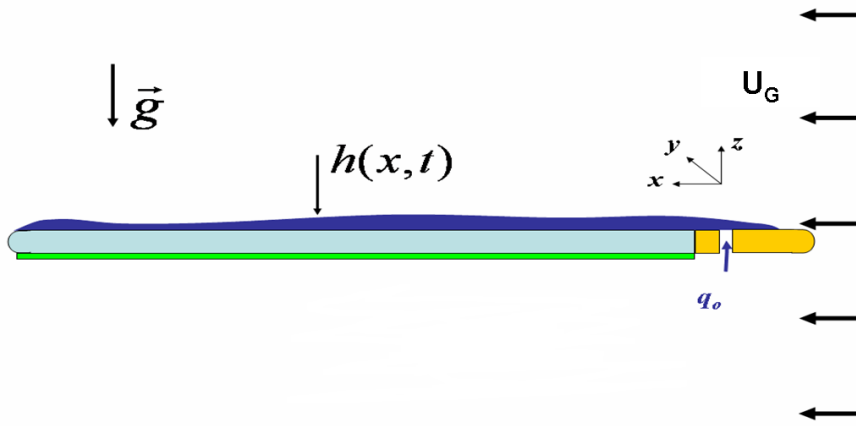


Figure A.19 – Configuration expérimentale en cisaillement à 0°

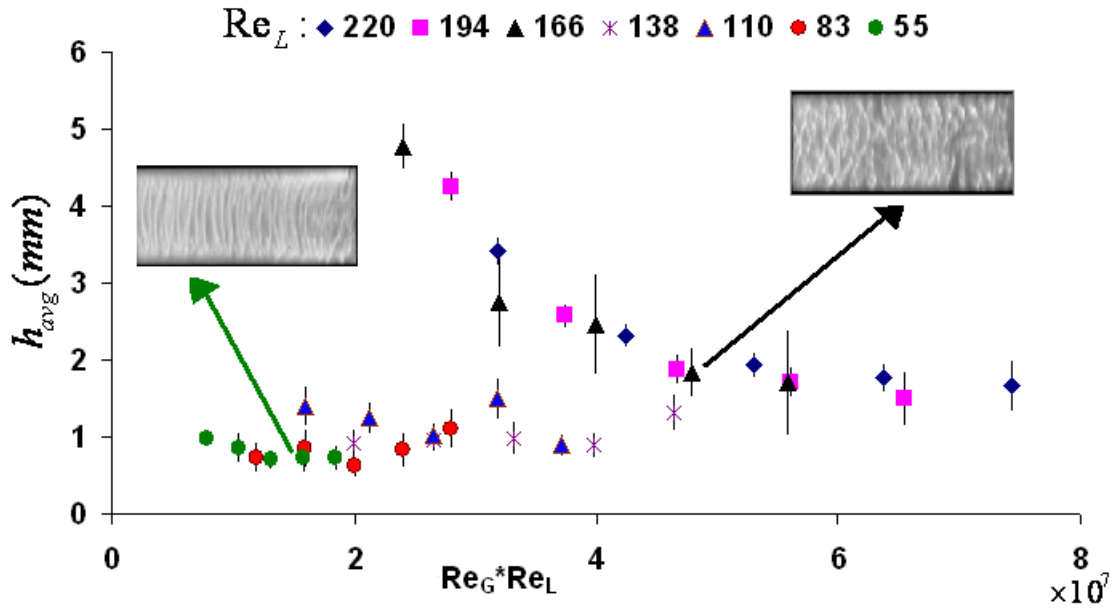
Dans l'analyse du chapitre III nous avons présenté une approche de modélisation de l'écoulement basée sur une viscosité effective du liquide dépendant du nombre de Reynolds liquide. Pour faire simple, prenons en compte ici le fait que l'épaisseur du film varie comme l'inverse de Re_G et est quasi invariant avec Re_L ; et représentons la variation de h_{avg} avec le nombre de Reynolds de l'air ajusté par le Reynolds liquide ($Re_L \cdot Re_G$).

Nous constatons (figure 20(a)) que les courbes d'épaisseur moyennes h_{avg} en fonction de $Re_G \cdot Re_L$ se superposent assez bien et présentent une fois de plus deux tendances suivant les valeurs du nombre de Reynolds liquide. Ces deux tendances comme le montre le graphe correspondent aux deux régimes d'écoulement du film liquide à structure d'interface bidimensionnelle et tridimensionnelle. En effet, pour $Re_L < 138$, on a une variation assez faible en fonction de $(Re_L \cdot Re_G)$; l'épaisseur

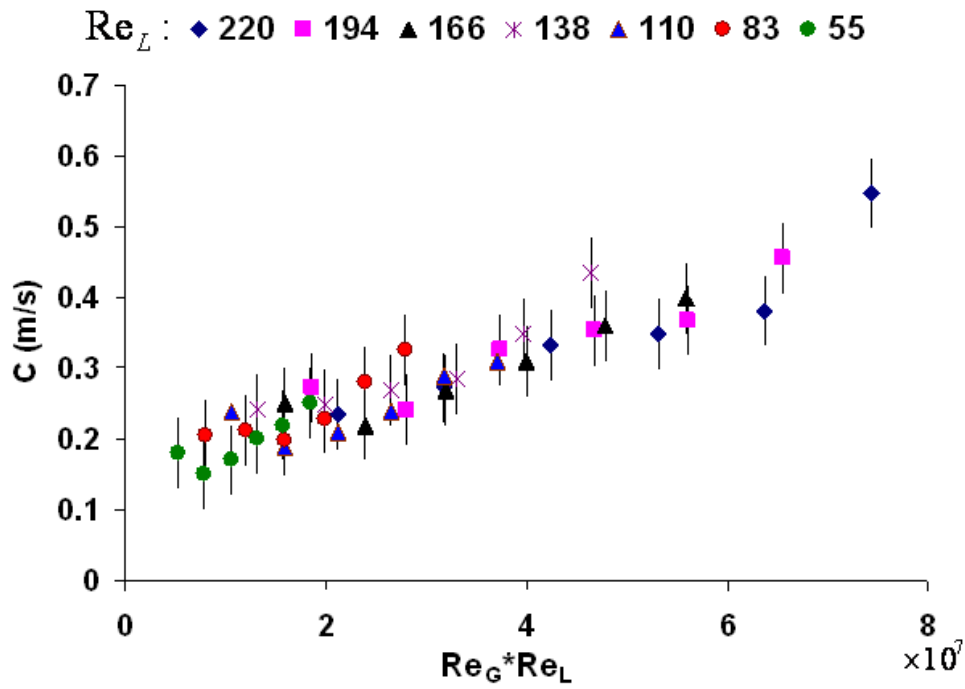
du film parait constante. Pour $Re_L \succ 138$, on a une décroissance inversement proportionnelle de l'épaisseur du film liquide avec $(Re_L \cdot Re_G)$. Ce résultat est quasiment équivalent à celui obtenu au chapitre III où nous définissions une viscosité effective du liquide en prenant en compte l'effet de la dispersion des ondes avec l'augmentation de Re_L . La grandeur $Re_L \cdot Re_G$ parait donc pertinente dans cette configuration de l'écoulement.

De même, la vitesse des ondes est représentée en fonction de $(Re_L \cdot Re_G)$ puis qu'on observait qu'elle augmentait avec le débit liquide et la vitesse d'air. Cette représentation (figure 20(b)) montre une évolution linéaire de C en fonction du nombre de Reynolds gaz ajusté par le nombre de Reynolds liquide.

Ces représentations mettent en évidence des courbes maîtresses d'évolution de l'épaisseur du film liquide et de la vitesse d'onde. Cependant, nous précisons que ces résultats découlent d'une approche strictement expérimentale ; nous n'avons pas de justification théorique de la pertinence de la grandeur $Re_L \cdot Re_G$. Ci dessous, nous présentons quelques figures spatio-temporelles d'épaisseur de film liquide entraînée par le vent.



(a) Variation de l'épaisseur de film liquide avec $(Re_L \cdot Re_G)$.



(b) Évolution de la vitesse des ondes en fonction de $(Re_L \cdot Re_G)$.

Figure A.20 – Épaisseur moyenne et vitesse des ondes : Les deux images en (a) correspondent aux deux points de mesures indiquées. La grandeur $Re_L \cdot Re_G$ paraît pertinente dans cette configuration expérimentale.

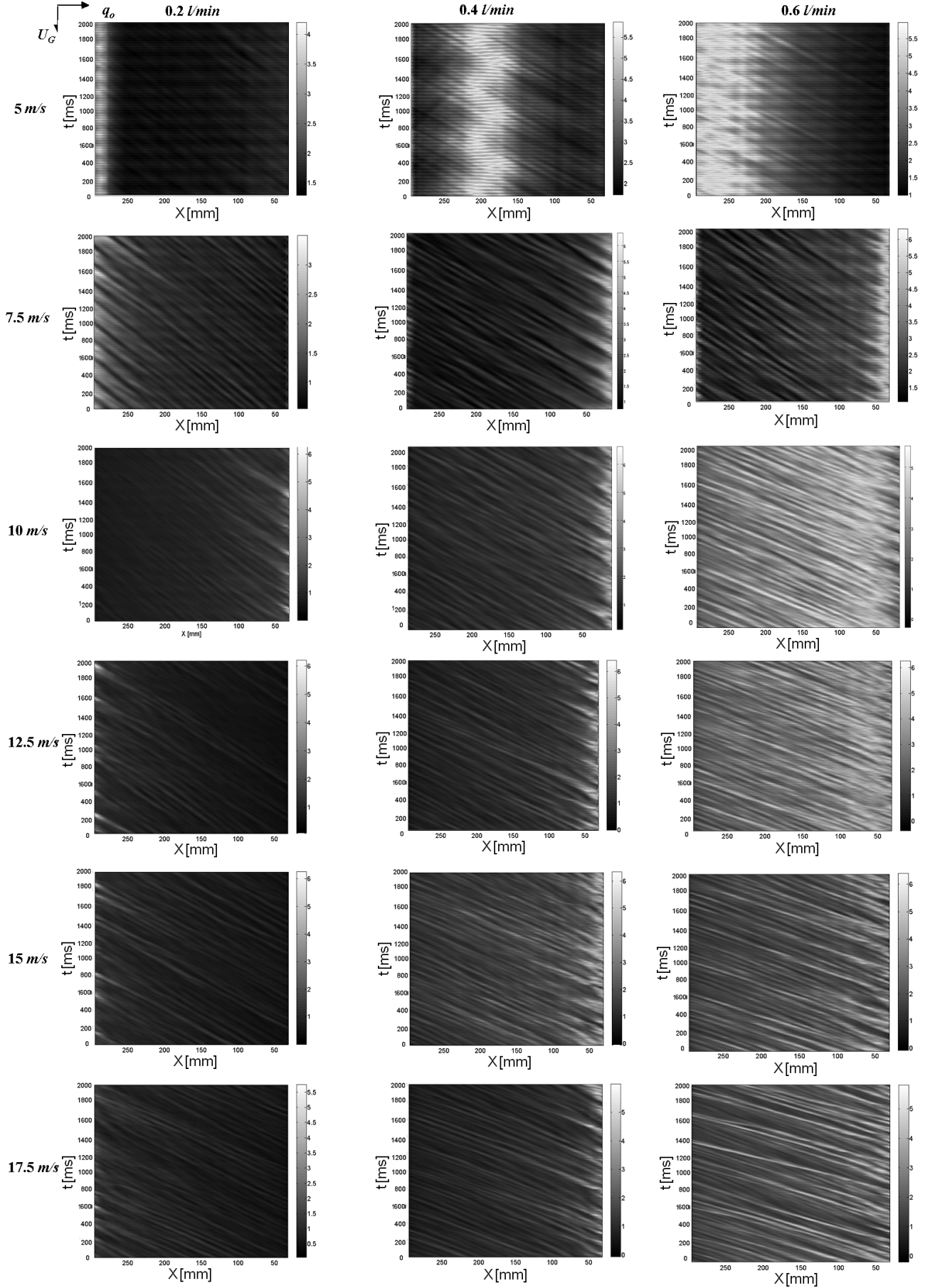


Figure A.21 – Graphes spatio-temporels de film liquide cisailé : $\alpha = 0^\circ$; h en mm ; $\Delta t = 2000$ ms et $\Delta X \approx 300$ mm.

Résumé :

L'objectif de ce travail est de contribuer expérimentalement au développement d'un modèle de film liquide pour l'automobile. Nous présentons ici des expériences modèles d'écoulement de gouttes et films liquides dans des conditions de cisaillement et de gravité rencontrées dans l'industrie.

Le ruissellement d'un film d'eau ou de gouttes de pluie sur un pare-brise est un phénomène important dans un contexte de sécurité des véhicules. Nous décrivons dans une première partie une expérience modèle de drainage d'un film liquide sur un plan incliné soumis à un contre-courant d'air. Cette expérience nous a conduit à développer une technique expérimentale permettant de visualiser facilement le profil d'épaisseur des films. Nous avons contribué à la caractérisation de l'écoulement du film par gravité en mettant en évidence différents régimes de développement d'ondes.

Le contre-courant d'air s'oppose au drainage par gravité ; nous caractérisons le seuil en vitesse de vent qui permet au film liquide de faire marche arrière par entraînement aéraulique. Un tel film est souvent instable du point de vue du mouillage et se fragmente en gouttes et ruisselets. Nous nous intéressons dans une seconde partie au déplacement de gouttes sous l'effet du vent.

Nous observons que ces gouttes ne commencent à se déplacer qu'à partir d'un certain seuil lié à l'hystérésis de l'angle de contact du liquide sur le solide. Au delà de ce seuil, la vitesse de la goutte augmente avec la vitesse du vent. Sa dynamique peut être décrite à partir d'un trio de nombres sans dimension qui tient compte des forces capillaires, visqueuses, aérodynamiques et du poids. Nous avons mis en évidence une recirculation contre-intuitive à l'intérieur de la goutte et l'avons quantifiée. Nous nous sommes enfin intéressés aux variations de la forme de la goutte sous l'effet du vent et aux interactions entre gouttes voisines.

Mots clés : Gouttes ; films liquides ; cisaillement aéraulique ; gravité ; mouillage.

Abstract :

The aim of this work is to contribute experimentally to the development of a liquid film model in automobile aerodynamics. We present here typical experiments on flow of drops and liquid films relevant to industrial situations.

The dynamics of liquid films and drops on a car windscreen under a rainy weather are very important for safety issues. We describe in a first part the flow of a liquid film on an inclined glass substrate. This study leads us to develop an original technique for measuring liquid film thicknesses and waves speeds. We characterize the falling film flow and highlight different wave development regimes.

When a counter-current airflow is added, we characterize the critical flooding regime at the transition from a flow driven by gravity to a film entrained by the airflow. This gas-liquid flow configuration is particularly unstable due to wetting conditions and leads in general to drops, meandering rivulets and puddles.

We focus in the second part of this study on the dynamics of drops. We show that due to the hysteresis of the contact angle, the drops start to move beyond a certain wind velocity. The drops dynamics is then predicted as a function of three non-dimensional numbers, which take into account viscous, aerodynamics, gravity and capillary forces. We also show that the contra-intuitive recirculation inside the drops is very slow ; thus the drag coefficient depends essentially on the shape of the drop. We finally describe the evolution of droplet shape and the interaction between neighboring droplets.

Keywords : Drops ; liquid films ; counter-current gas-flow ; gravity drainage ; wetting.