HAL open science

Hydrophobie dynamique et Dynamiques hydrophobes

Anaïs Gauthier

To cite this version:

Anaïs Gauthier. Hydrophobie dynamique et Dynamiques hydrophobes. Dynamique des Fluides [physics.flu-dyn]. Ecole Polytechnique, 2015. Français. NNT : . tel-01236723

HAL Id: tel-01236723

https://pastel.hal.science/tel-01236723

Submitted on 2 Dec 2015

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.

Distributed under a Creative Commons Attribution - NonCommercial - NoDerivatives 4.0 International License

THÈSE DE DOCTORAT

Spécialité : Physique des Liquides

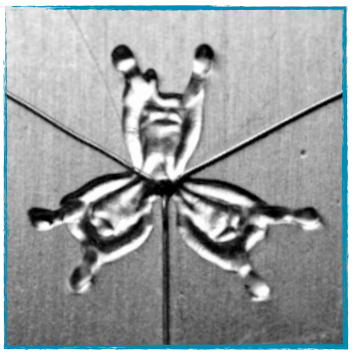
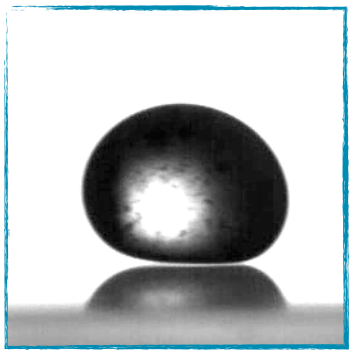
Présentée par

Anaïs Gauthier

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'ÉCOLE POLYTECHNIQUE

Hydrophobie dynamique et Dynamiques hydrophobes

Soutenue le 1er octobre 2015 devant le jury composé de :

M.	Christophe Clanet	Directeur de thèse
Mme.	Cécile Cottin-Bizonne	Rapporteur
M.	Yann Doutreleau	Invité
M.	Pierre-Yves Lagrée	Examinateur
M.	David Quéré	Directeur de thèse
M	Jacco Snoeijer	Rapporteur
M.	Kripa Varanasi	Examinateur

Merci !

Voici qu'une page se tourne et que ma thèse s'achève... J'aurai passé trois années incroyablement riches, pleines de belles images, de courbes mystérieuses (qui prennent soudainement tout leur sens à un moment inattendu), mais aussi pleines de bonheur et de partage. J'aimerais remercier ici tous les gens qui ont été présents au cours de cette si belle aventure. Il y en a beaucoup, et j'espère que je n'oublierai personne !

Je remercie tout d'abord mes deux rapporteurs, Cécile Cottin-Bizonne pour sa relecture attentive de mon manuscrit et pour ses questions pointues ; et Jacco Snoeijer, pour ses remarques très justes sur ma thèse qui nous ont permis d'avancer, ainsi que pour l'après-midi passé ensemble à Twente à réfléchir sur l'origine de la lévitation des gouttes. Merci à Kripa Varanasi d'avoir eu le courage d'entendre ma présentation deux fois sur Skype, en anglais et en français. Merci à Yann Doutreleau et à la DGA pour leur ouverture sur ces sujets nouveaux. Je souhaite aussi remercier Pierre-Yves Lagrée d'avoir accepté au pied levé d'être présent, et pour avoir été un excellent président du jury.

Toutes mes pensées vont bien sûr à David et Christophe, qui ont formé un duo sans faille, toujours plein d'enthousiasme et d'idées complémentaires. J'aurai eu le plaisir de découvrir avec vous à l'X les lois d'échelle (dont je suis devenue la plus fervente supportrice) et de les mettre à l'honneur dans ma thèse sous votre direction. Merci à Christophe pour ton intérêt pour mes problèmes insolubles, et pour avoir noirci avec moi des pages et des pages pour tenter de comprendre la lévitation des petits palets ou le rebond dynamique des gouttes. Tu m'auras transmis un peu de ta rigoureuse démarche expérimentale et de ta capacité à chercher toujours de nouveaux modèles (jusqu'à ce que ça marche !) Merci aussi pour les belles soirées raclette organisées chez toi, et pour les retours mémorables jusqu'au RER. Merci à David d'avoir été là pour me guider quand j'en avais besoin. Après chacune de nos discussions les courbes bizarres prenaient sens, et je suis toujours repartie gonflée d'énergie pour longtemps. J'aurai aussi eu la chance de partager avec toi la métamorphose d'un article sur les gouttes-papillon, que nous avons vu ensemble sortir de sa chrysalide. A ton contact j'aurai appris à faire des présentations exemplaires, à chercher sans cesse le mot juste, mais aussi à savoir apprécier le chocolat au basilic et les thés chinois les plus fins.

J'ai pris un immense plaisir à travailler au sein de l'équipe des Quérettes (et Clanettes) dans ce bureau (sur)peuplé où l'on s'entraide sans cesse, et où on peut partager nos découvertes et papoter en buvant du thé accompagné de biscuits. Merci à ceux qui étaient déjà là quand je suis arrivée, et qui

m'ont accueillie à bras ouverts : Guillaume, qui m'a prise sous son aile et qui m'a aidée à monter mon premier plateau tournant, Pascal, qui m'a fait découvrir Matlab et Thierry Jonquet, Pierre-Brice, qui ne sera jamais vraiment parti (on attend toujours tes remerciements en mots-croisés !), Adrien et ses pétards, Baptiste toujours motivé et Caro pour son sourire et sa bonne humeur et pour m'avoir sauvée avec Eline le jour de ma soutenance. Merci à Dan, pour les discussions profondes qu'on a eues en prenant le petit déj à Copenhague ou dans la voiture en rentrant du ski. Merci à Raphaële, qui m'a couverte pour mes premières parties de coinche. Je garderai toujours en mémoire les super journées passées toutes les deux dans la soute à papoter et à insulter nos gouttes récalcitrantes en écoutant Imagine Dragons. Avec moi sont arrivés Manu (et ses chaussures à orteils) et Philippe, qui a vu mûrir sa thèse en même temps que la mienne. Merci à toi de m'avoir fait découvrir tes passions : les livres que tu as aimés (promis, un jour j'essaierai Proust) et les places du match France-Espagne au stade de France. Avec les années sont arrivées les nouvelles générations : Hélène, avec qui j'ai partagé des repas alternatifs sans lait ni oeufs ni gluten, les courbatures après le sport du jeudi midi et les dons du sang du vendredi matin pour pouvoir manger après plein de croissants chauds (au gluten). Merci à Eline, avec qui j'ai pris beaucoup de plaisir à parler pendant des heures, les soirs à Cargèse ou tout simplement devant l'ESPCI jusqu'à ce qu'il fasse nuit noire, et à Timothée qui arrive à faire des miracles à la fois en condensation et en aviron. L'année suivante a vu l'arrivée de Martin, capable de mener 6 projets de front, et de Daniel (qui restera dans les légendes comme le joueur de coinche le plus imprévisible). Bienvenue aussi aux nouveaux thésards : Armelle, Marine, Romain, Jean-Philippe et bien sûr Pierre, dont j'ai eu le plaisir d'encadrer le stage de M2. Il aura montré une capacité d'adaptation incroyable, pour être passé d'un sujet de simulation numérique à l'impact de gouttes sur des petits défauts sans la moindre difficulté et malgré un encadrement (lointain) depuis le Groënland. Je suis sûre que tu te plairas beaucoup en thèse parmi nous !

J'ai eu la chance d'encadrer pendant ma thèse trois autres stagiaires, que je remercie chaleureusement pour leur gentillesse et leur travail : Olivier Howaizi avec qui j'ai étudié l'ouverture de films de savons bizarres, Mayuko Murano qui a réalisé un travail remarquable en seulement 5 semaines, et Sean Symon qui a caractérisé minutieusement les propriétés étonnantes des surfaces hydrophobes texturées.

J'ai pu aussi partager presque deux années avec nos deux posts-docs, Cunjing que je remercie pour sa gentillesse, et Evan qui nous a initiés aux gaufres au miel et que personne ne voulait voir partir (et pas seulement pour les gaufres). Merci également à Camille, que j'ai vue arriver pendant ma thèse comme nouvelle "permanente" de l'équipe, pour ses conseils avisés et son aide.

J'ai aussi eu la chance de discuter avec Bob Cohen pendant les quelques semaines qu'il a passées parmi nous, et je le remercie sincèrement pour sa disponibilité, son écoute et son enthousiasme.

Merci aux laboratoires du PMMH et du LadHyX pour m'avoir aussi bien accueillie pendant ces trois années. Merci à Fred, Amina puis Claudette pour avoir été nos "mamans" à l'ESPCI et de ne jamais s'être formalisées de mes demandes les plus incongrues, comme l'achat du palais d'Aladdin

en poly-pocket (pour les expériences, oui oui !). Merci à Etienne Reyssat pour nous avoir proposé un modèle totalement inattendu (et tout à fait adapté) un samedi soir à minuit, à Marc Fermigier pour nos discussions post-soutenance sur la lévitation des palets. Merci à ceux de l'atelier : Tahr, Olivier ainsi que Xavier pour m'avoir aidé à améliorer petit à petit à petit mon plateau tournant et toutes les autres expériences que j'ai pu monter. Merci à Thérèse, Sandrine et Delphine au LadHyX pour m'avoir secondée dans toutes les démarches administratives, et aidée à partir à Pittsburgh, Rome, Twente ou Cargèse selon les conférences du moment.

Merci à ma famille, dont j'ai vu les regards passer de l'étonnement (lorsque j'ai annoncé vouloir passer les trois prochaines années à étudier les gouttes) à l'intérêt (en découvrant les premières vidéos) puis à la fierté le jour de ma soutenance. J'ai été vraiment heureuse de pouvoir partager cette belle journée avec vous. Merci à Vincent, mon soutien de la première heure. Et bien sûr je remercie du fond du coeur mes amis d'avoir été présents et d'être parfois venus de loin.

Et Steven, qui a toujours été là pour moi...

Table des matières

Introduction **1**

1 Repousser des gouttes par le mouvement **9**

1.1 De l'intérêt des interfaces mobiles . . . 9

1.1.1 Surfaces liquides . . . 9

1.1.2 Surface solide en mouvement . . . 12

1.1.3 Expérience du plateau tournant . . . 14

1.2 Gouttes posées . . . 17

1.2.1 Petite goutte d'huile contre petite goutte d'eau . . . 17

1.2.2 Rôle du poids des gouttes sur la lévitation . . . 22

1.2.3 Discussion . . . 25

1.3 Impact de gouttes . . . 29

1.3.1 Régimes de rebond et de rebond partiel . . . 29

1.3.2 Seuil de rebond . . . 31

1.3.3 Proposition de modèle pour V^* . . . 34

1.4 Transition entre les régimes de gouttes posées et d'impact . . . 36

2 Lévitation dynamique **41**

2.1 Gouttes lévitantes . . . 41

2.1.1 Hauteur de lévitation . . . 42

2.1.2 Force de friction . . . 50

2.1.3 Sensibilité aux défauts . . . 57

2.2 Petits palets . . . 60

2.2.1 Caractérisation du vol du palet . . . 61

2.2.2 Modèle du coin d'air . . . 63

2.2.3 Lévitation des palets . . . 67

2.3 Conclusion, lubrification et tapis volants . . . 69

3 Perles tournantes, bilobes et trilobes **73**

3.1 Gouttes sphériques . . . 75

3.1.1 Mouvement initial . . . 75
3.1.2 Rotations . . . 78
3.2 Gouttes cacahouètes . . . 81
3.2.1 Apparition des bilobes . . . 81
3.2.2 Modèles de planètes . . . 84
3.2.3 Discussion . . . 87
3.3 Trilobes . . . 88
3.3.1 Observations . . . 88
3.3.2 Origine possible . . . 89
3.4 Transition à la lévitation . . . 91

4 Rebonds et propriétés des surfaces non-mouillantes 95
4.1 Rebond superhydrophobe . . . 96
4.1.1 Caractéristiques du rebond . . . 96
4.1.2 Temps de contact . . . 99
4.2 Un rebond en deux temps . . . 101
4.2.1 Temps d'étalement . . . 101
4.2.2 Temps de rétraction . . . 104
4.2.3 Conclusion . . . 106
4.3 Comparaisons : caléfaction et balles élastiques . . . 107
4.3.1 Rebond en caléfaction . . . 107
4.3.2 Un ressort liquide ? . . . 108

5 Impact sur une surface superhydrophobe macrotexturée 111
5.1 Introduction . . . 111
5.1.1 Amélioration à petite échelle de la superhydrophobie . . . 111
5.1.2 Macrotextures superhydrophobes . . . 114
5.2 Rebond sur une surface texturée par un fil . . . 116
5.2.1 Expérience . . . 116
5.2.2 Mesure du temps de contact . . . 119
5.3 Modèle des sous-unités . . . 121
5.3.1 Explication . . . 121
5.3.2 $\sqrt{1}$, $\sqrt{2}$, $\sqrt{4}$? . . . 123
5.3.3 Seuils entre les trois plateaux . . . 124
5.4 Jeux de géométrie . . . 126
5.4.1 Avec des fils . . . 126
5.4.2 Impact sur un défaut ponctuel . . . 134

6 Rebond dynamique **143**
6.1 Rebond sur une surface en mouvement 143
6.1.1 Etalement de la goutte 145
6.1.2 Temps de rebond 150
6.1.3 Energie "perdue" pendant l'impact 157
6.2 Surface superhydrophobe mobile 161
6.2.1 Dynamique du rebond 162
6.2.2 Temps de contact 163
6.2.3 Considérations énergétiques 165

Conclusion **169**

A Fil à couper les gouttes **171**

Bibliographie **175**

Introduction

Gouttes, flaques et ménisques

- *"1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9 et 10. Dix gouttes, il m'a dit le docteur. Dans un peu d'eau sucrée, avant les deux principaux repas.*
- *Vous êtes sûr que vous en avez mis dix ? Moi, j'en ai compté douze.*
- *Vous êtes sûr ?*
- *Je me suis peut-être trompé. J'en ai compté treize, mais la dernière je n'en parle pas, c'était une bulle. Enfin, ça n'a pas d'importance. L'important c'est que vous, vous soyez sûr de votre compte.*
- *Sûr, sûr... Comment voulez-vous que je sois sûr. Il faudrait que je recompte.*
- *Moi, à votre place, je recompterais, parce que sur le flacon, c'est marqué : "Ne pas dépasser la dose prescrite".*
- *Ben oui, mais comment voulez-vous que je les recompte, moi ! les gouttes, maintenant, on ne les voit plus. Elles se sont mélangées dans le verre.*
- *Oh, ben alors, ça fait rien.*
- *Comment, ça fait rien.*
- *Ben oui, du moment qu'elles se sont mélangées, c'est plus des gouttes. C'est une flaque. Il peut pas y en avoir douze... Il ne peut pas y en avoir dix non plus d'ailleurs.*
- *Alors je me demande vraiment pourquoi je me serais donné la peine de les compter avec mon compte-gouttes !*
- *Ah moi aussi ! C'est des drôles de gouttes ! Je ne sais pas comment vous avez pu les compter, parce que dans le flacon, j'en vois pas non plus.*
- *Mais mon pauvre ami, c'est dans le compte-gouttes qu'elles étaient ! D'ailleurs c'est bien simple, je vais les remettre dedans."*

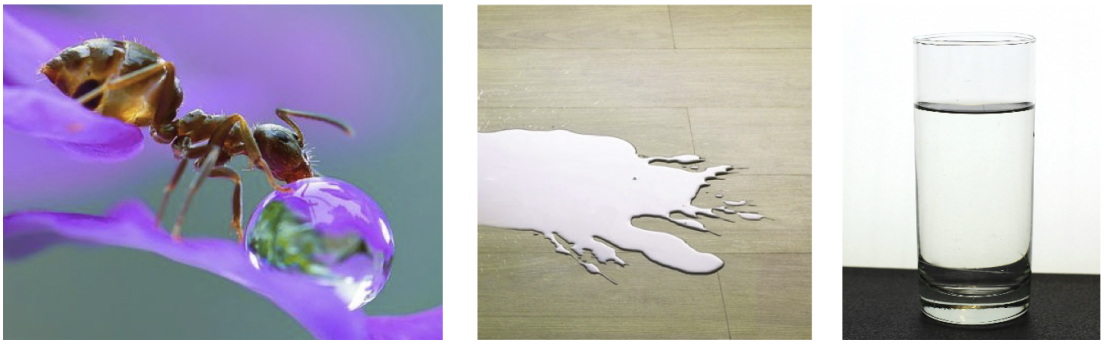
Roland Dubillard. Les Diablogues, L'arbalète (1976)

Cet extrait des Diablogues, de Roland Dubillard, résume avec finesse un phénomène quotidien, et digne d'attention : à l'aide d'un compte-gouttes (ou de n'importe quelle seringue, pipette ou tuyau fin), on peut créer des gouttes à partir de presque tous les liquides. Le compte-gouttes réalise donc

une "prouesse" en transformant le liquide, qui dans le flacon prend la forme de son récipient, en de petites billes liquides, que l'on peut compter. Et pourtant... 10 gouttes, une fois déposées au fond d'un verre n'ont plus une forme de gouttes : elles se sont fondues en flaque (une forme d'ailleurs assez éloignée de celle prise par le liquide dans le flacon).
La question posée par Dubillard est donc tout à fait légitime : mais d'où viennent les gouttes ? La réponse *"Mais mon pauvre ami, c'est dans le compte-gouttes qu'elles étaient !"* n'est pas dénuée d'intérêt. En effet, le compte-gouttes, s'il ne contient pas vraiment un collier de gouttes, permet de les créer une à une tandis qu'on pousse le liquide hors de son réservoir. Les gouttes naissent à son extrémité, où seule une toute petite quantité de liquide peut sortir à la fois. Or, à cette échelle millimétrique, les phénomènes de surface prédominent : dès qu'il s'échappe du compte-goutte, le liquide est sculpté par les forces capillaires qui lui donnent une forme de perle.

Ce phénomène, propre aux petites échelles est lié aux forces d'attraction entre les molécules au sein du liquide [1]. Prenons l'exemple de l'eau au contact de l'air. Les molécules d'eau sont attirées les unes par les autres par un potentiel (ici principalement dû aux liaisons hydrogène). Elles sont donc dans un état énergétiquement favorable lorsqu'elles sont entourées de leurs voisines, ce qui est le cas au sein de la goutte. Par contre, il manque aux molécules situées à la surface une partie du potentiel d'interaction, ce qui coûte de l'énergie. Par conséquent, plus il y a de molécules à l'interface, plus l'aire de contact est grande, plus l'énergie perdue sera élevée. Développer une interface coûte donc de l'énergie (notée E_A), qui augmente de façon proportionnelle à l'aire A de l'interface : $E_A = \gamma A$. Le coefficient de proportionnalité, γ est appelé tension de surface (on le mesure en J/m^2 ou en N/m). C'est une donnée associée à chaque liquide, dont la valeur dépend de la nature et de la force des interactions entre les molécules. Par exemple, la tension de surface du mercure $\gamma = 487$ mN/m est très élevée, car les atomes sont liés par des liaisons métalliques. A cause des liaisons hydrogène, la tension de surface de l'eau est assez élevée, avec $\gamma = 72$ mN/m alors que celle de l'éthanol ou des huiles est nettement plus faible $\gamma \simeq 20$ mN/m.
A l'échelle où les forces capillaires dominent, les gouttes vont prendre une forme qui minimise leur énergie de surface : elles ressemblent donc à de petites billes si elles ne sont soumises à aucune autre force. Cette forme sphérique est celle prise naturellement par les gouttes de pluie (et par celles qui tombent d'un compte-gouttes), mais aussi par la rosée sur les fils d'une toile d'araignée ou sur des fleurs, comme sur la figure 1.a. Les insectes, qui vivent dans un monde dominé par les forces capillaires, doivent prendre parti de la tension de surface. Sur la figure 1.a, on remarque qu'une fourmi est capable de s'appuyer sur la surface d'une goutte d'eau sans la percer, car la tension de surface résiste à la déformation. Certains insectes, dont le plus connu est le gerris (couramment appelé araignée d'eau), ont développé des techniques leur permettant de marcher à la surface de l'eau [2] [3].

Si l'on fait grossir petit à petit une goutte de rayon R, en y ajoutant une deuxième, puis une troisième goutte et ainsi de suite, le poids de la masse liquide (proportionnelle à $\rho R^3 g$, avec ρ la densité du liquide et g la gravité) prend le dessus sur la tension de surface, qui augmente pour sa



(a) **(b)** **(c)**

FIGURE 1 – **a**. Goutte d'eau de taille millimétrique, posée sur le pétale d'une fleur (Crédit : Miki Asai). A petite échelle, la goutte, si elle n'est pas soumise à d'autres forces, prend une forme sphérique. **b**. Flaque d'eau. L'épaisseur de la flaque est fixée par la longueur capillaire $a = \sqrt{\frac{\gamma}{\rho g}}$. **c**. A grande échelle (un verre d'eau), la surface de l'eau est horizontale.

part proportionnellement à R. Les grosses gouttes sont donc aplaties par leur poids et forment une flaque, comme montré sur la figure 1.b. La compétition entre gravité et tension de surface détermine la hauteur de la flaque : en égalant ces deux forces, on fait apparaitre une longueur caractéristique appelée longueur capillaire $a = \sqrt{\frac{\gamma}{\rho g}}$. Pour l'eau, a est égal à 2,7 mm : les flaques d'eau ne sont jamais plus épaisses que $2a$, soit 5 mm environ. La taille des gouttes, à la sortie d'une aiguille, est également déterminée par la compétition entre capillarité et gravité : les plus grosses gouttes que l'on peut former ont donc un rayon égal à la longueur capillaire.

Si on ajoute encore et encore des gouttes au fond de notre verre pour le remplir, la gravité finit par prendre totalement le dessus. On retrouve alors la configuration habituelle des verres d'eau, des piscines et des lacs, qui ont une surface bien horizontale (Fig. 1.c). La tension de surface reste cependant visible, à son échelle (millimétrique), à l'endroit où la surface de l'eau touche le verre, où on remarque la présence d'un petit ménisque. On découvre souvent l'existence de ce ménisque au collège ou au lycée, car il complique la mesure des quantités de liquide dans une éprouvette graduée. Comme les éprouvettes utilisées en chimie ont un diamètre de l'ordre du centimètre, on distingue nettement le ménisque (dont la taille caractéristique est égale à la longueur capillaire) lorsqu'on regarde l'interface eau/air pour faire une mesure. Ce ménisque complique aussi grandement la vie des insectes qui vivent à la surface de l'eau, et qui doivent trouver des stratégies pour l'escalader, comme l'a montré J. Bush [4]. Parmi les nombreuses techniques développées, on peut citer par exemple celle employée par les larves d'un coléoptère, le pyrrhalta : pour atteindre les feuilles dont elles se nourrissent, ces larves se cambrent jusqu'à ce que leur courbure soit égale à celle du ménisque ($1/a$). Elles sont alors naturellement entrainées vers le ménisque, ce qui leur permet de grimper facilement l'interface liquide.

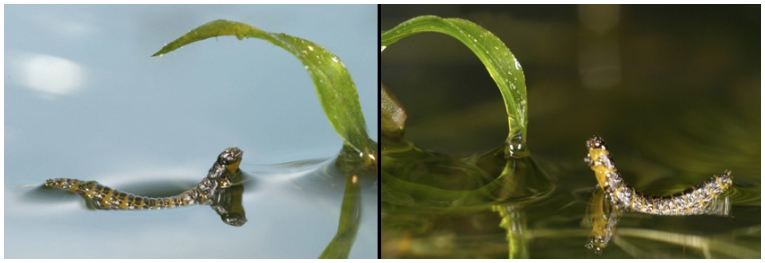


FIGURE 2 – Larve de pyrrhalta, un coléoptère qui vit à la surface de l'eau. Pour escalader le ménisque autour des feuilles dont il se nourrit, il se cambre de façon à ce que sa courbure soit égale à celle du ménisque. Crédit : D. Lu et J. Bush [4].

Mouillage et non-mouillage

Si les gouttes ont une forme sphérique lorsqu'elles sont dans l'air, elles ne gardent généralement pas cette forme lorsqu'elles sont posées sur un substrat. Selon la nature du liquide et de la surface, on observe différentes configurations, présentées sur la figure 3.

(a) **(b)** **(c)**

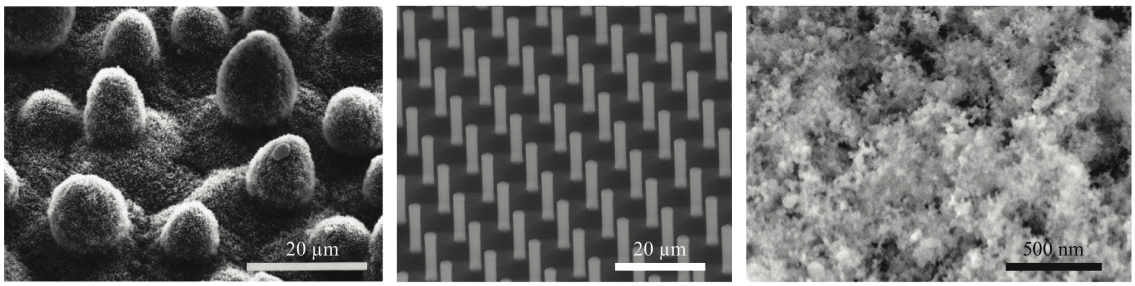
FIGURE 3 – Images de gouttes d'eau posées sur différentes surfaces. **a**. Sur une lamelle de verre bien propre, la goutte s'étale pour prendre une forme très aplatie. **b**. Sur une feuille plus hydrophobe, les gouttes prennent la forme d'une calotte sphérique. **c**. Sur des surfaces hydrophobes texturées comme les feuilles de lotus, les gouttes peuvent rester posées sur le sommet des textures et ne touchent alors quasiment pas la surface. Elles gardent alors une forme quasi-sphérique, très proche de celle qu'elles ont dans l'air. Crédit : C. Neinhuis et W. Barthlott.

Sur une lamelle de verre bien propre (Fig. 3.a), les gouttes s'étalent jusqu'à être presque plates, alors qu'elles prennent une forme de calotte sphérique sur des surfaces plus hydrophobes, comme certaines feuilles (Fig. 3.b), des nappes plastifiées, de la cire ou du Teflon. L'angle de contact θ entre le liquide et une surface peut ainsi varier communément entre 0° (lorsque le liquide s'étale totalement) et 120° sur les matériaux les plus hydrophobes : par exemple, l'angle de contact d'une goutte d'eau posée sur du Teflon est de l'ordre de 110°.

Cependant, sur certaines surfaces naturelles comme les feuilles de lotus, l'angle de contact peut atteindre 170°. Les gouttes ont une forme remarquable de perle, comme le montre la figure 3.c.
W. Barthlott [5] a été le premier à montrer systématiquement que les propriétés étonnantes de ces surfaces étaient dues à la présence d'une texturation à l'échelle du micromètre, invisible à l'oeil nu. On voit sur la figure 4.a une image de la surface d'une feuille de lotus prise au microscope électronique à balayage (MEB). On remarque que la feuille qui parait lisse sur la figure 3.c est en fait très

rugueuse. Elle est texturée par des petits dômes, eux même couverts de cristaux de cire hydrophobe. Les gouttes que l'on pose sur la feuille ne peuvent pénétrer dans les textures hydrophobes et restent posées sur leur sommet, comme un fakir sur son tapis de clous. Comme elles ne touchent la surface qu'au sommet des dômes, elles sont très majoritairement en contact avec de l'air (et non pas avec du solide), ce qui explique leur forme quasi-sphérique.

Cassie et Baxter [6] ont établi une formule permettant de calculer l'angle de contact des gouttes sur ces surfaces composites. La base d'une goutte en état fakir touche une fraction Φ_s de la surface (le sommet des textures) et est posée sur une fraction $1 - \Phi_s$ d'air. L'angle de contact apparent θ^* observé sur une telle surface est donc une moyenne des angles de contact sur l'air (180°) et sur la surface des textures θ, soit $\cos\theta^* = \Phi_s \cos\theta + (1 - \Phi_s)$.



(a) **(b)** **(c)**

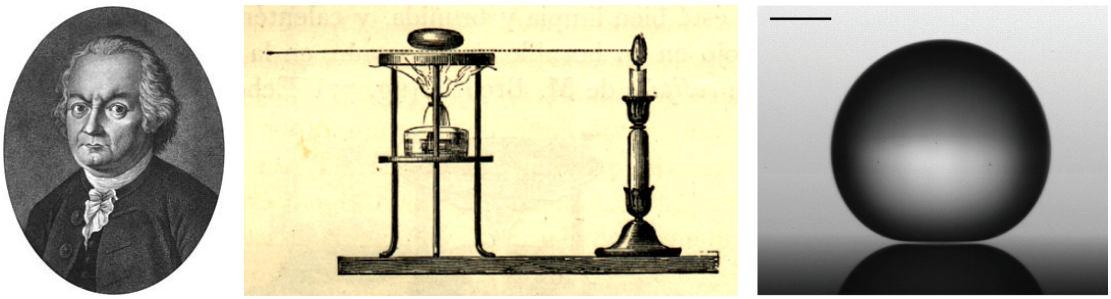
FIGURE 4 – Images de textures sur des surfaces superhydrophobes naturelles ou artificielles, prises au microscope électronique à balayage (MEB). **a**. Surface d'une feuille de lotus. Crédit : C. Neinhuis et W. Barthlott. **b**. Surface de silicium, texturée artificiellement par de petits piliers. Crédit : M. Reyssat. **c**. Surface d'aluminium, traitée par de l'Ultra Ever Dry, qui forme une couche micrométrique de particules de silicium de 20 nm de diamètre environ.

En s'inspirant de la nature, on a créé des surfaces texturées possédant des propriétés similaires, grâce à des techniques de micro-fabrication et de lithographie. Un exemple de surface superhydrophobe artificielle est présentée sur la figure 4.b, où les plots sont créés par une technique de gravure. Même si ces surfaces sont longues et coûteuses à fabriquer, elles permettent de contrôler avec précision la forme, la taille, la hauteur et la position relative des piliers. Cela permet d'étudier les mécanismes d'adhésion sur ces surfaces hybrides, où beaucoup de choses restent encore à comprendre [7] [8] [9]. Depuis quelques années, on vend des traitements superhydrophobes liquides, que l'on peut déposer ou pulvériser sur presque n'importe quelle surface, ce qui permet d'obtenir des surfaces superhydrophobes très facilement. Deux exemples de ces produits sont le Glaco Mirror Coat Zero, vendu au Japon ou l'Ultra Ever Dry (UltraTech International) qui vient des États-Unis. Ces deux traitements sont fondés sur le même principe : ils sont composés de petites billes nanométriques en solution dans un solvant. Lorsqu'on dépose le produit sur la surface, le solvant laisse en s'évaporant une couche très rugueuse de particules hydrophobes, ce qui rend le substrat superhydrophobe. La figure 4.c montre une image MEB d'une surface d'aluminium traitée en spray par de l'Ultra Ever Dry, que l'on a ensuite laissé sécher 30 minutes à l'air libre. On distingue les particules de silice, de 20 nm environ, organisées en des structures très complexes, presque fractales. La très forte rugosité du traitement,

associé à la petite taille des textures assure à ces surfaces d'excellentes propriétés superhydrophobes.

Si les surfaces superhydrophobes ont suscité autant d'intérêt ces 15 dernières années, c'est qu'elles possèdent des propriétés extraordinaires. Les gouttes d'eau, qui adhèrent très peu au substrat, roulent à la moindre inclinaison de la surface, 100 fois plus vite que sur des surfaces classiques [10] [11]. En outre, elles emportent avec elles les éventuelles poussières qui se trouvent sur leur chemin (effet lotus) [5] [12] [13]. L'eau qui tombe sur ces surfaces peut rebondir, ce qui permet au substrat de rester sec même sous la pluie [14]. Certaines surfaces peuvent également repousser les gouttelettes de condensation, qui sont éjectées : elles ont des propriétés anti-buée [15].

Il existe d'autres situations dans lesquelles le liquide n'entre pas en contact avec le solide sur lequel il est posé. Un exemple emblématique est celui de la caléfaction : lorsqu'on fait déborder l'eau des pâtes, on peut parfois remarquer que les gouttes, au contact de la plaque très chaude (à plus de 200°C), ne s'évaporent pas immédiatement. On les voit tournoyer pendant quelques dizaines de secondes avant de disparaitre, sous la forme de petites billes. Une première description de ce phénomène a été faire par Boerhaave dés 1732 [16] puis par J. Leidenfrost en 1756 [17] (Fig. 5.a). Celui-ci a remarqué qu'on pouvait voir la lumière d'une bougie entre la goutte et la surface chaude (Fig. 5.b), synonyme de la présence d'un coussin de vapeur, qui maintient la goutte en lévitation (Fig. 5.c).



(a) **(b)** **(c)**

FIGURE 5 – Effet Leidendfrost. **a**. Portrait de Johann Gottlob Leidenfrost (1715-1794). **b**. Schéma expérimental du montage de Leidenfrost. La goutte est maintenue dans un récipient creux, chauffé par dessous. A l'aide d'une bougie, on peut observer le film de vapeur sous la goutte, qui lui permet de rester en lévitation. **c**. Image d'une goutte d'eau millimétrique en caléfaction. La barre indique 1 mm.

Les gouttes en caléfaction sont donc dans une situation de non-mouillage, car elles sont protégées de la surface par un coussin de vapeur de 10 à 100 µm d'épaisseur. Ce coussin de vapeur les isole thermiquement de la surface sur laquelle elles sont posées, d'où leur longue durée de vie. Elles sont également très mobiles : lancées sur une surface plane, elles peuvent parcourir plusieurs mètres, et elles glissent à la moindre pente. Si on les fait tomber, elles rebondissent sur leur coussin de vapeur, d'une façon assez similaire à ce que l'on observe sur des surfaces superhydrophobes [18] [19] [20].

Si l'on veut créer des situations de non-mouillage, il faut donc trouver un moyen de créer et de main-

tenir un film de gaz sous la goutte à chaque instant. Dans le cas de la superhydrophobie, les textures maintiennent les gouttes au dessus d'une surface composée majoritairement d'air. En caléfaction, c'est l'évaporation des gouttes, à l'approche d'une surface très chaude, qui permet d'atteindre une situation de lévitation. Une troisième technique, proposée par M. Goldshtik [21] consiste à injecter de l'air sous les gouttes à travers un poreux. Les gouttes que l'on approche de la surface sont repoussées par l'air qui sort des pores, et elles peuvent rester en lévitation. Cette technique, associée à un traitement superhydrophobe, permet également de faire décoller des gouttes posées sur le poreux, comme l'a montré récemment H. de Maleprade dans notre équipe.

Il existe une autre méthode pour empêcher le mouillage, appelée *hydrophobie dynamique* ou lévitation dynamique, et que nous allons caractériser dans une partie de cette thèse. Dans ce cas, le film d'air qui empêche le contact entre les gouttes et la surface est créé et maintenu par le mouvement horizontal du substrat, par exemple un cylindre creux [22] ou dans notre cas un plateau métallique en rotation. Lorsque la vitesse de la surface dépasse une vitesse critique, les gouttes qui s'approchent du substrat sont repoussées par la couche limite d'air générée par le mouvement du plateau. Elles restent alors en lévitation à quelques dizaines de micromètres de hauteur.
Les deux premiers chapitres de cette thèse, présentent les caractéristiques de la lévitation dynamique. Nous nous intéressons en particulier à ce qui fixe la vitesse seuil de lévitation (au Chapitre 1) et les propriétés des objets en lévitation (Chapitre 2). Par la suite, nous nous intéressons à d'autres situations de non-mouillage, en étudiant les *dynamiques hydrophobes* de gouttes posées sur des surfaces texturées. On étudie tout d'abord l'entrainement de gouttes visqueuses posées sur une surface superhydrophobe en mouvement, qui peut faire prendre au liquide des formes surprenantes (Chapitre 3). Nous nous penchons ensuite sur la dynamique de l'impact de gouttes sur des surfaces superhydrophobes immobiles planes (Chapitre 4) ou texturées par des objets (également non-mouillants) d'une centaine de micromètres (Chapitre 5). Enfin, nous étudions des situations qui mélangent hydrophobie dynamique, impacts et superhydrophobie (Chapitre 6).

Chapitre 1

Repousser des gouttes par le mouvement

Sommaire

1.1 De l'intérêt des interfaces mobiles 9
1.1.1 Surfaces liquides 9
1.1.2 Surface solide en mouvement 12
1.1.3 Expérience du plateau tournant 14
1.2 Gouttes posées 17
1.2.1 Petite goutte d'huile contre petite goutte d'eau 17
1.2.2 Rôle du poids des gouttes sur la lévitation 22
1.2.3 Discussion 25
1.3 Impact de gouttes 29
1.3.1 Régimes de rebond et de rebond partiel 29
1.3.2 Seuil de rebond 31
1.3.3 Proposition de modèle pour V^* 34
1.4 Transition entre les régimes de gouttes posées et d'impact 36

Lorsqu'une goutte tombe sur une surface solide en mouvement, elle peut être repoussée par le solide, pour peu que la surface se déplace assez vite. Nous tentons ici de décrire ce phénomène et de caractériser la vitesse critique de lévitation, en fonction de la nature de la goutte et de sa vitesse d'impact.

1.1 De l'intérêt des interfaces mobiles

1.1.1 Surfaces liquides

Lorsque qu'une goutte tombe sur une flaque du même liquide, elle reste en "lévitation" quelques dixièmes de secondes avant que sa surface ne fusionne avec celle de la flaque. Ce temps avant la

coalescence correspond au temps nécessaire pour que la mince pellicule d'air confinée entre les deux liquides s'échappe par le côté. Si l'on veut empêcher ou retarder la coalescence, il faut donc trouver un moyen de maintenir cette couche d'air plus longtemps.

On peut faire cela en posant une goutte d'un liquide cryogénique (de l'azote liquide par exemple) sur de l'eau. L'évaporation très rapide de l'azote, due à la différence de température entre la goutte et la surface, permet de maintenir un film gazeux qui porte le liquide [23]. La goutte en caléfaction lévite alors sur la surface de l'eau, qui la soutient. Dans des conditions moins extrêmes, de nombreuses expériences mettent en évidence des phénomènes de coalescence retardée [24]. Y. Amarouchene [25] a ainsi montré que le temps nécessaire pour qu'une goutte d'eau entre en contact avec un bain du même liquide était allongé de 2 ordres de grandeur lorsqu'on ajoute une petite quantité de tensioactifs. P. Dell'Avversana [26] a de son côté observé qu'une différence de température entre une goutte et un bain chauffé à 70°C créait un effet Marangoni thermique capable de maintenir le liquide en lévitation. Enfin, le mouvement permet aussi de retarder la coalescence : ainsi en nageant on envoie parfois des gouttes sur la surface de l'eau qui sont capables de glisser sur une dizaine de centimètres, avant de disparaitre. La vitesse des gouttes permet de maintenir plus longtemps le film d'air entre les deux liquides, ce qui retarde leur disparition dans l'eau de la piscine.

Une autre expérience de non-coalescence peut être faite en prenant sa douche : en dirigeant un jet de shampooing vers la surface d'un bain de ce même liquide, on voit le jet rebondir, parfois même de multiples fois si le bain est penché (Fig. 1.1) [27]. Ce phénomène très surprenant est appelé effet Kaye, du nom de l'ingénieur anglais qui l'a observé, en 1963 [28]. Récemment Lee *et al.* [29] ont mis en évidence la présence d'une mince couche d'air autour du jet lorsqu'il est en contact avec le bain, qui expliquerait la non-coalescence et le rebond (au delà d'effets liés à la nature non-newtonienne du shampooing). Ce film d'air entraîné par le mouvement du jet empêche celui-ci d'entrer en contact avec le bain, et lui permet de rebondir.

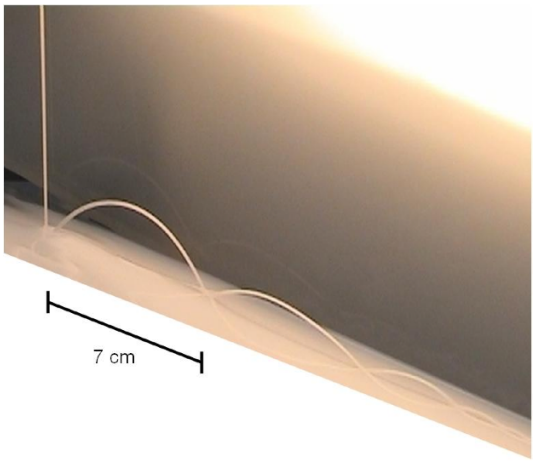


FIGURE 1.1 – Jet de shampooing rebondissant 7 fois sur un bain du même liquide (Crédit : M. Versluis [27]).

Le mouvement du liquide impactant peut donc suffire à maintenir un film d'air qui inhibe ou retarde

la coalescence. Nous pouvons nous demander ce qui se passe si on inverse l'expérience et que l'on fait maintenant tomber une goutte sur un bain liquide en mouvement.

Rebonds à l'infini sur un bain vibrant

En 2005, Couder *et al.* [30] ont observé que lorsque l'on dépose une goutte (d'huile silicone) sur un bain du même liquide que l'on fait vibrer, celle-ci pouvait rebondir indéfiniment (Fig. 1.2). D'après [30], il faut pour cela que le bain liquide subisse à chaque période une accélération supérieure à celle de la gravité $g = 9{,}8$ m/s^2, ce qui permet à la goutte de décoller alors que la surface du bain descend. Lorsque qu'elle retombe, elle presse le film d'air qui la sépare de la surface liquide, mais rebondit avant que celui-ci ait le temps de totalement s'échapper. L'air sous la goutte étant régénéré à chaque cycle, les rebonds peuvent durer indéfiniment (au moins trois jours).

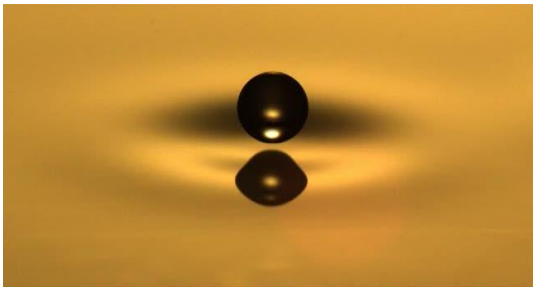


FIGURE 1.2 – Goutte d'huile silicone rebondissant au-dessus d'un bain vibré. (Crédit : D. Harris and J. Bush).

Les gouttes lévitantes sur un bain vibrant ont ouvert de nouvelles perspectives dans le domaine de la physique des liquides. En effet, pour certaines fréquences de forçage, elles interagissent avec les ondes qu'elles forment au niveau de la surface par leurs rebonds successifs ce qui les fait avancer sur le bain. Les gouttes "marcheuses" présentent des propriétés étonnantes : les gouttes qui interagissent avec l'onde qu'elles créent peuvent être vues comme une illustration à l'échelle macroscopique de la dualité onde-particule. Des expériences de diffraction à une particule [31] ou d'effet tunnel [32] ont ainsi été réalisées récemment avec ces gouttes marcheuses.

Goutte lévitante dans un ressaut hydraulique

Un ressaut hydraulique circulaire est un phénomène que l'on observe facilement dans un évier de cuisine, en ouvrant le robinet au-dessus d'une surface horizontale. L'eau du jet s'étale alors en une mince nappe circulaire, dans lequel le liquide se déplace à grande vitesse. A une certaine distance du jet, l'épaisseur de la nappe augmente soudainement, formant un "mur" liquide, à partir duquel la vitesse de l'eau est plus faible (Fig. 1.3).

Sreenivas & Arakeri [33] ont observé que des gouttes déposées à l'intérieur d'un ressaut formé du même liquide n'entrent pas forcément en contact avec la nappe liquide, mais peuvent au contraire être portées et entrainées jusqu'au "mur" du ressaut contre lequel elles sont piégées (Fig. 1.3). La

FIGURE 1.3 – Goutte d'huile silicone de rayon $R = 1$ mm en lévitation dans un ressaut hydraulique du même liquide (Crédit : A. Duschesne *et al.* [34]).

non-coalescence semble liée au mouvement horizontal de la surface, qui entraine dans son mouvement un film d'air, confiné sous les gouttes. Il est écrasé par le poids du liquide au dessus de lui, qui le pousse à s'évacuer, tout en étant est sans cesse renouvelé par le mouvement du ressaut. Duchesne *et al.* [34] ont montré que ces liquides en lévitation sont très mobiles et peuvent osciller ou tourner périodiquement dans le ressaut.

1.1.2 Surface solide en mouvement

Après avoir vu que les vibrations d'une surface liquide permettent de repousser des gouttes, il est tentant de mener la même expérience avec une surface solide. Malheureusement, il semble que la vibration verticale d'une surface ne permette pas de repousser les gouttes, même si elle est à l'origine d'effets amusants : des vibrations peuvent forcer des gouttes en contact avec la surface à la remonter lorsqu'elle est inclinée [35]. Pour permettre le rebond, la capacité du liquide à se déformer à l'approche des gouttes - propriété que n'a bien sûr pas une surface solide - semble être essentielle. Cette idée est renforcée par une expérience réalisée dans l'équipe de John Bush [36], qui montre que de l'eau peut rebondir sur des films de savon horizontaux dont on fait vibrer (verticalement) le cadre. La coalescence peut donc être évitée grâce à l'élasticité du film de savon, qui se déforme et se comporte comme un ressort pendant le rebond.

Si le mouvement vertical d'une surface n'empêche pas un liquide de rentrer en contact avec le solide, un mouvement horizontal peut dans certaines conditions repousser les gouttes qui s'en approchent. Ce phénomène a été observé par P. Neitzel [24] sur un plateau de verre en rotation. En approchant des gouttes de la surface, toujours maintenues par une aiguille, il a observé que celles-ci pouvaient être repoussées et partiellement portées par la mince pellicule d'air entrainée par le plateau, à condition que la vitesse de la surface soit suffisamment élevée.

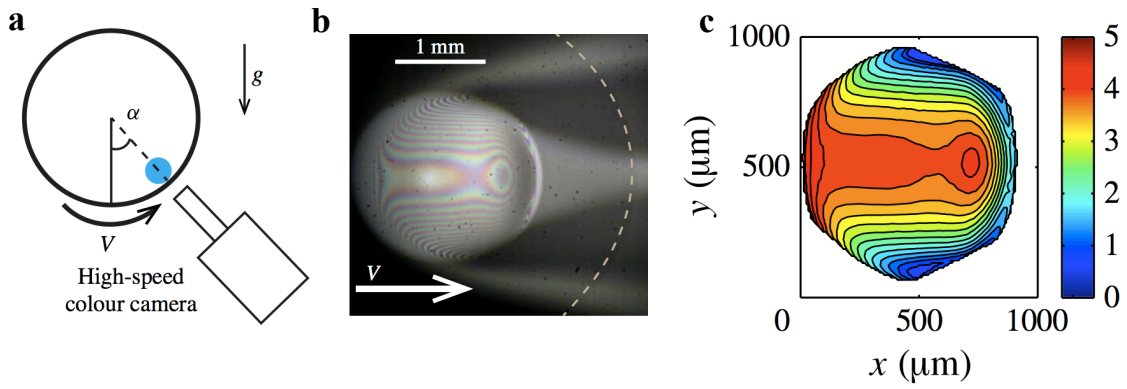


FIGURE 1.4 – Images tirées de [22] **a**. Montage expérimental. Des gouttes millimétriques d'huile silicone $\eta = 50$ mPa.s sont déposées dans un cylindre transparent en rotation. Une caméra filme les figures d'interférences qui se forment entre la goutte et la surface du cylindre. **b**. Image des figures d'interférences obtenues. La ligne en pointillés montre la limite de la goutte **c**. Reconstruction de l'épaisseur du film d'air sous la goutte. L'échelle des couleurs donne l'épaisseur en microns.

Cette première observation a été complétée par une étude récente de Lhuissier *et al.* [22], dans une géométrie légèrement différente. Dans cette expérience, des gouttes d'huile silicone de viscosité 50 mPa.s sont déposées à l'intérieur d'un cylindre creux mis en rotation (Fig. 1.4 a). A partir d'une vitesse de déplacement de la surface solide de l'ordre de 1 m/s, le film d'air entrainé par le mouvement du tambour supporte les gouttes qui sont ainsi être maintenues en lévitation. Lorsqu'elles volent, les gouttes se placent dans le cylindre à une position angulaire fixée, qui dépend de leur taille et de la vitesse de la surface. Profitant de l'immobilité relative du liquide, Lhuissier *et al.* ont pu analyser à l'aide d'une caméra rapide couleur les figures d'interférences qui se forment entre la surface transparente du cylindre et celle de l'huile (Fig. 1.4 b). Cela leur a permis d'en déduire l'épaisseur exacte du film d'air en chaque point (Fig. 1.4 c.), ce qui est rendu possible par les images en couleur.

La partie de la goutte la plus proche de la surface a ainsi une forme très particulière de selle surélevée au centre, liée à l'air qui s'engouffre par le centre. Les zones où l'épaisseur du film est la plus faible ne sont donc pas au centre, mais sur les bords. Juste au-dessus du seuil de lévitation, l'épaisseur du film d'air au centre de la goutte est de l'ordre de quelques microns, comme on le voit sur la figure 1.4 c.

Le mouvement horizontal d'une surface solide peut également repousser des liquides qui ne sont pas délicatement déposées ou maintenues au contact de la surface mais qui arrivent avec une vitesse initiale, comme la pluie. Cela a été montré en 1975 dans une très belle expérience réalisée sur un plateau tournant par Povarov *et al.* [37]. Des gouttes d'eau de tailles très variables (de 0,3 à 4 mm de diamètre) tombent sur le plateau en rotation à vitesse très élevée, entre 10 et 100 m/s. On observe alors, pour une vitesse d'impact donnée, trois régimes différents selon la vitesse du plateau : le liquide peut soit s'étaler sur la surface (à basse vitesse), soit être partiellement repoussé (pour des vitesses intermédiaires, où il entre temporairement en contact avec le plateau avant rebondir), soit

être totalement repoussé (à haute vitesse). Povarov *et al.* ont caractérisé les deux transitions entre ces trois régimes en fonction de la taille des gouttes et de leur vitesse d'impact. Une partie de leurs résultats est reproduite sur la figure 1.19.
Une étude plus précise du premier seuil (entre mouillage et rebond partiel) a été récemment réalisée par H. Lastakowski [38], qui a montré que ce seuil dépendait en particulier de la nature (visqueuse ou capillaire) de l'étalement du liquide sur le plateau.

1.1.3 Expérience du plateau tournant

Présentation de l'expérience

Dans ce chapitre, nous tentons de caractériser le seuil de lévitation des gouttes de façon plus systématique. Pour cela, nous utilisons un plateau en aluminium ou en plexiglas (selon les expériences) de 20 cm de diamètre environ, mis en rotation à l'aide d'un moteur dont la vitesse peut atteindre 70 tours/s (Fig. 1.5). On fait tomber à l'aide d'une seringue des gouttes à environ 1 cm du bord du plateau, où la vitesse de la surface peut être variée continûment entre 0 et 40 m/s. La vitesse d'impact U des gouttes est contrôlée en changeant la distance entre l'aiguille et la surface du plateau. Elle est mesurée directement à partir des vidéos réalisées à l'aide d'une caméra rapide (Phantom V9 ou caméra Optronis CR600).

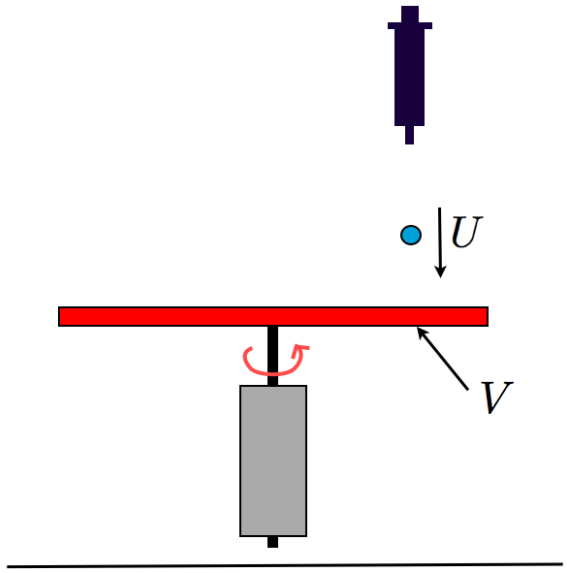


FIGURE 1.5 – Dispositif expérimental. On fait tomber à l'aide d'une seringue une goutte sur un plateau en rotation. La vitesse de la goutte au moment de l'impact est notée U et la vitesse du plateau sous la goutte V.

Dans ces expériences, initiées à l'occasion de deux stages par J.C. Bird et M. Bancelin, nous pouvons modifier le rayon R de la goutte en utilisant des aiguilles calibrées de taille différentes. En changeant la nature du liquide (eau, éthanol, glycérol ou huiles silicones) il est possible de changer la tension de surface γ (typiquement d'un facteur 3 dans le cas de mélanges eau/éthanol) ou la viscosité

η des gouttes (d'un facteur 1000 pour les huiles silicones). La surface du plateau est toujours plutôt mouillante pour les liquides utilisés, qui ont donc tendance à s'étaler dès qu'ils touchent le substrat.

Couche limite d'air sur un plateau tournant

Lorsque le plateau est en rotation, il entraine dans son mouvement un mince film d'air appelé couche limite. Au niveau de la surface du plateau, l'air se déplace à la même vitesse que la surface, alors qu'il est immobile lorsqu'on s'en éloigne. La distance caractéristique sur laquelle l'air est mis en mouvement est notée δ.
Dans le cas d'un plateau en rotation, les caractéristiques de la couche limite sont bien connues depuis le travail de Von Karman en 1921 [39], qui a pu déterminer la vitesse du flux d'air dans le régime laminaire comme une des rares solutions exactes des équations de Navier-Stokes. Ses prédictions ont été ensuite vérifiées et affinées par de nombreuses expériences [40] [41] [42]. De façon surprenante, l'épaisseur caractéristique de la couche limite δ dans cette configuration ne dépend pas de la distance au centre du plateau : elle varie comme

$$\delta \sim \sqrt{\frac{\nu_a}{\Omega}} \tag{1.1}$$

où ν_a est la viscosité cinématique de l'air ($\nu_a = 15$ mm^2/s) et Ω la vitesse de rotation angulaire de la surface. La vitesse de l'air dans la couche limite v_a varie avec la distance z à la surface du plateau selon la formule $v_a = V\left[1-\left(\frac{z}{H}\right)^{1/7}\right]$ où V est la vitesse du plateau. H est une distance caractéristique égale à quelques fois δ : à une distance $z = H$ de la surface, on atteint la limite de la couche limite, où l'air est immobile ($v_a = 0$).

La figure 1.6 (tirée de [42]) compare les mesures expérimentales de la vitesse de l'air dans la couche limite avec leur valeur théorique, ce qui nous permet de nous faire une idée de ses variations. La vitesse v_a de l'air (adimensionnée par la vitesse V du plateau) est représentée en fonction de la hauteur z au dessus de la surface, mesurée pour des nombres de Reynolds Re variant entre 350 et 480. (Au delà de $Re = 500$ environ, le flux d'air devient turbulent et l'épaisseur de la couche limite change.) Le nombre de Reynolds est défini ici par une formule inhabituelle $Re = R_{pl}\sqrt{\Omega/\nu_a}$ (avec R_{pl} le rayon du plateau) qui lui donne la forme d'un rayon adimensionné. Sur la figure 1.6, qui représente le flux d'air en régime laminaire, on voit que la vitesse de l'air décroit presque linéairement avec z lorsqu'on est très proche de la surface ; et qu'au au delà de $z = 3\delta$ la vitesse de l'air est inférieure à 10% de V.

Et pour nos expériences ?

Dans nos expériences, la vitesse du plateau V sous la goutte ne dépasse pas 40 m/s (au delà, les vibrations de la surface ne peuvent plus être négligées et perturbent les mesures). Cette vitesse maximale correspond à un nombre de Reynolds $Re = R_{pl}\sqrt{\frac{V}{R_{pl}\nu_a}}$ de 497, c'est à dire juste à la limite d'apparition de la turbulence. Nous pouvons donc en déduire que pour toutes nos expériences la couche limite est laminaire : nous connaissons donc bien sa forme et son épaisseur.

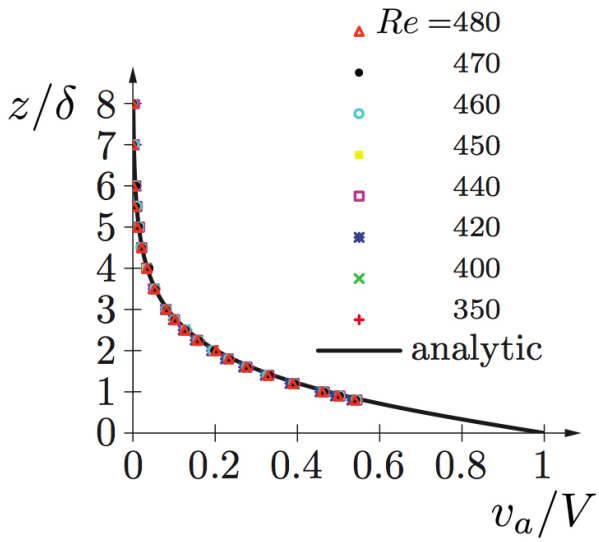


FIGURE 1.6 – Comparaison de mesures expérimentales de la vitesse v_a de l'air entrainé par le mouvement du plateau (adimensionnée par la vitesse V de la surface) en fonction de la distance au plateau z (adimensionnée par l'épaisseur caractéristique de la couche limite δ), pour différents nombres de Reynolds. Cette figure est tirée de [42].

Il est enfin utile de caractériser l'épaisseur de la couche limite pour l'intervalle de vitesses auquel nous avons accès. Étant donné qu'à partir d'une hauteur $z = 3\delta$ au-dessus du plateau, la vitesse de l'air est inférieure à 10% de V (Fig. 1.6), nous pouvons choisir cette hauteur comme l'épaisseur de la couche limite. Sur la figure 1.7 nous avons tracé $z = 3\delta$ en fonction de V. La couche limite, qui varie en $1/\sqrt{V}$, est d'autant plus mince que la vitesse du plateau augmente. Les variations d'épaisseur sont les plus importantes pour des vitesses variant entre 1 et 10 m/s. Lorsque V est plus élevé, l'épaisseur de la couche limite décroit plus lentement. Enfin, si l'on compare sa valeur absolue à la taille d'une goutte de rayon $R = 1$ mm, on voit qu'à basse vitesse, le liquide est entièrement plongé dans la couche limite ($3\delta = 3{,}5$ mm pour $V = 1$ m/s). En revanche, à plus haute vitesse, seule la partie inférieure de la goutte est au contact de l'air en mouvement ($3\delta = 600$ µm pour $V = 40$ m/s).

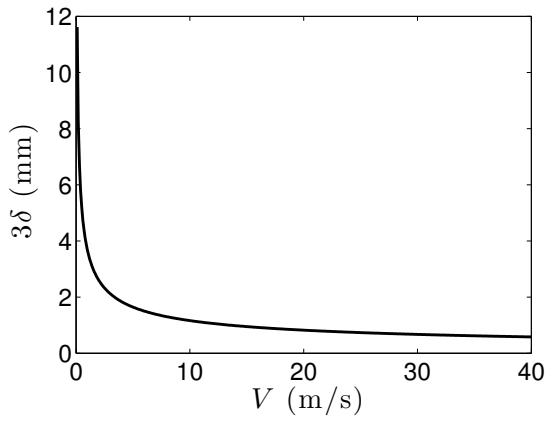


FIGURE 1.7 – Epaisseur de la couche limite en fonction de la vitesse V du plateau. L'épaisseur de la couche limite est prise à une hauteur $z = 3\delta$ pour laquelle la vitesse de l'air v_a vérifie $v_a < V/10$.

1.2 Gouttes posées

1.2.1 Petite goutte d'huile contre petite goutte d'eau

Expérience

Considérons maintenant ce qui se passe lorsqu'une goutte approche la surface du plateau en rotation. Pour commencer, prenons une gouttelette d'huile silicone 100 fois plus visqueuse que l'eau ($\eta = 100$ mPa.s), de rayon $R = 0{,}94$ mm, et déposons la délicatement sur la surface du plateau. On observe sur la figure 1.8 différents cas en fonction de la vitesse V du plateau.

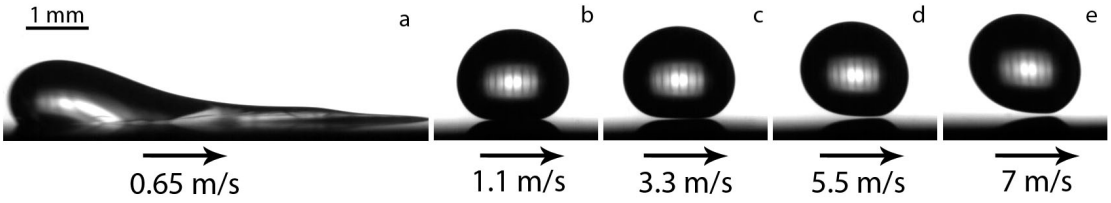


FIGURE 1.8 – Forme d'une goutte d'huile silicone (de rayon $R = 0{,}94$ mm et de viscosité $\eta = 100$ mPa.s) posée sur la surface d'un plateau d'aluminium en rotation, en fonction de la vitesse V de la surface. **a**. A basse vitesse, le liquide mouille la surface et la suit dans son mouvement. **b-e**. A plus haute vitesse, il garde une forme sphérique et lévite au-dessus du solide en mouvement. La vitesse seuil V^* entre les régimes de mouillage et de lévitation vaut ici $0{,}95 \pm 0{,}10$ m/s.

Si la vitesse V est faible, le bas de la goutte touche la surface : celle-ci s'étale et suit le plateau dans son mouvement (Fig 1.8 a). Mais dès que l'on dépasse une vitesse critique V^*, l'huile garde une forme quasi-sphérique (Fig. 1.8 b-e), et avance sur la surface à une vitesse environ 10 fois plus faible que la vitesse du plateau. On peut remarquer deux choses sur les images de la figure 1.8 : tout d'abord, on distingue à partir de $V = 3{,}3$ m/s un trait de lumière qui sépare la goutte de son reflet : l'huile est donc en lévitation au-dessus du plateau. L'épaisseur du film d'air sous l'huile semble

augmenter avec la vitesse du plateau, ce qui le rend nettement visible pour les plus hautes vitesses. En outre, la goutte en lévitation a une forme légèrement asymétrique, qui s'accentue lorsque que V augmente : sur la dernière image de la figure 1.8, elle est visiblement penchée vers l'avant dans son mouvement et la zone "plate" sous-jacente en est d'autant réduite.

On peut déterminer de façon plus précise la valeur du seuil de lévitation V^* en l'encadrant par le haut et par le bas. Pour chaque expérience, nous avons déposé au moins une cinquantaine de gouttes à des vitesses proches de la vitesse seuil et noté pour chacune leur état (lévitant ou non). Par cette méthode, on peut se faire une idée assez précise de la valeur du seuil et de l'incertitude de la mesure. Dans l'exemple présenté dans la Fig. 1.8, on trouve par exemple $V^* = 0{,}95$ m/s $\pm$ 0,1 m/s. De façon étonnante, cette vitesse n'est pas très élevée, elle correspond à la vitesse moyenne d'un marcheur à pied.

Remplaçons maintenant l'huile silicone par de l'eau, en formant une gouttelette de taille semblable, et faisons à nouveau l'expérience. Les résultats, présentés sur la figure 1.9 montrent que ces deux liquides se comportent de façon très différente.

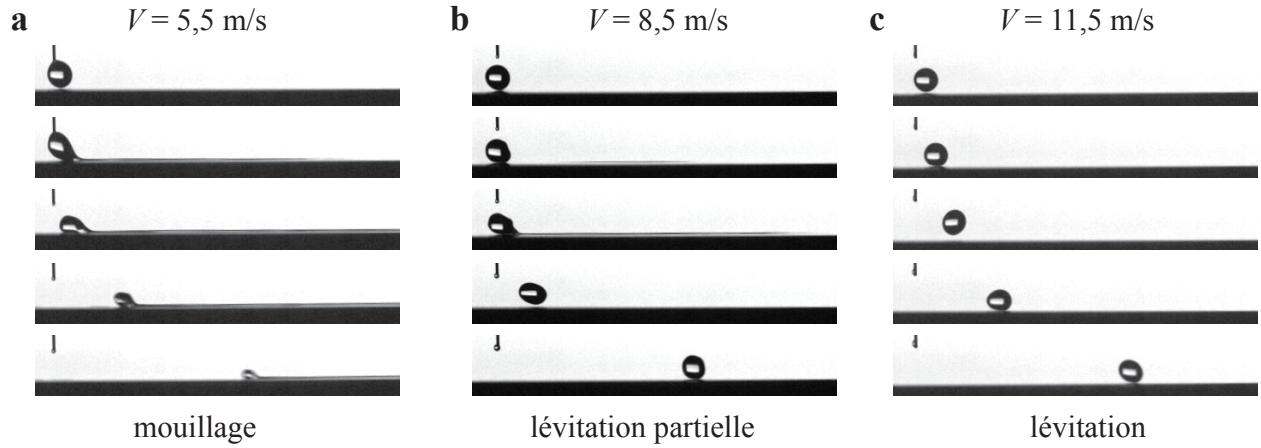


FIGURE 1.9 – Comportement de gouttes d'eau de rayon $R = 0{,}98$ mm déposées sur une surface en mouvement à trois vitesses différentes. **a**. Images caractéristiques de l'étalement de la goutte pour $V = 5{,}5$ m/s. **b**. Au-delà du seuil de mouillage sporadique $V_p = 7$ m/s, ici pour $V = 8{,}5$ m/s, la goutte touche la surface par moments. **c**. Au-delà du seuil de lévitation $V^* = 8{,}5$ m/s, la goutte se met en lévitation au-dessus de la surface.

On remarque d'abord qu'à une vitesse pour laquelle l'huile était en lévitation ($V = 5{,}5$ m/s), l'eau mouille la surface (Fig. 1.9 a). Le seuil de lévitation est donc visiblement décalé vers le haut. De plus, contrairement à ce que l'on avait pour l'huile, on distingue ici non pas deux mais trois régimes de lévitation :

- Pour des vitesses de plateau V inférieures à un premier seuil ($V_p = 7$ m/s sur l'exemple de la figure 1.9) l'eau s'étale entièrement sur la surface (Fig. 1.9 a). On remarque qu'elle a une forme bien plus allongée que l'huile, ce qui est sûrement lié à la plus grande vitesse du plateau

qui l'étire sur une plus grande distance pendant son étalement.

- Au-delà de ce premier seuil, pour des vitesses comprises entre 7 m/s et 8,5 m/s, on atteint un régime de mouillage sporadique, un phénomène qui n'est quasiment pas visible pour l'huile silicone. Sur la figure 1.9 b, on distingue sur les deuxième et troisième images une trainée de liquide sur le plateau qui indique que la goutte d'eau touche la surface. Mais cela n'est que temporaire : sur les deux dernières images elle s'en est détachée et reste en lévitation.
- Enfin, au-delà de $V \simeq 8{,}5$ m/s, l'eau est en lévitation (Figure. 1.9 c, pour $V = 11{,}5$ m/s). On observe cependant des différences avec la lévitation de l'huile silicone : des ondes se propagent à la surface des gouttes, qui ne gardent plus donc l'aspect lisse et la forme sphérique de l'huile (Fig. 1.8). En outre, l'eau rebondit légèrement sur la surface du plateau au fur et à mesure de son avancée, un phénomène qu'on ne voyait pas pour l'huile.

Nous appellerons par la suite le seuil de *mouillage sporadique* V_p la vitesse critique entre mouillage et mouillage sporadique, et seuil de *lévitation* V^* la vitesse à partir de laquelle les gouttes cessent de toucher la surface. On voit à travers les deux exemples présentés ici que le seuil de lévitation est nettement plus élevé pour l'eau ($V^* = 8{,}5$ m/s) que pour l'huile (où $V^* = 1$ m/s), à taille de goutte identique. Ces différences doivent s'expliquer par les variations de viscosité η et de tension de surface γ entre les deux liquides : η vaut 1 mPa.s pour l'eau et 100 mPa.s pour l'huile considérée ici ; en outre, γ varie d'un facteur 3 environ entre $\gamma = 72$ mN/m pour l'eau et $\gamma = 21$ mN/m pour l'huile. Nous allons par la suite étudier séparément ces deux effets.

Seuil de lévitation en fonction de la viscosité

Pour déterminer l'influence de la viscosité des gouttes sur la lévitation, nous avons utilisé une série d'huiles silicones de viscosité η allant de 2 mPa.s à 3500 mPa.s. Les huiles silicones ont l'avantage de garder une tension de surface ($\gamma \simeq 21$ mN/m) et une densité ($\rho \simeq 970$ kg/m^3) quasiment constantes pour toute la gamme de viscosités étudiée. Le rayon des gouttes est maintenu constant au cours de l'expérience, et vaut $R = 0{,}9$ mm.

La figure 1.10 présente le diagramme de phase obtenu, où on a tracé les seuils de mouillage sporadique (ronds verts) et de lévitation (ronds bleus) en fonction de la viscosité η de l'huile. Ces deux seuils délimitent trois zones, qui correspondent aux trois régimes décrits précédemment (Fig. 1.9) : dans la zone verte, les gouttes s'étalent entièrement sur la surface ; dans la zone blanche, elles laissent parfois derrière elle une trainée liquide, alors que dans la zone bleue elles n'entrent jamais en contact avec le plateau.

On retrouve bien sur la figure 1.10 pour $\eta = 100$ mPa.s le comportement décrit pour la gouttelette d'huile (Fig. 1.8). Les deux seuils de mouillage sporadique et de lévitation sont presque identiques, et la zone blanche de lévitation partielle est presque inexistante, comprise dans l'incertitude sur la mesure des deux seuils. Le seuil de lévitation vaut 1 m/s environ.

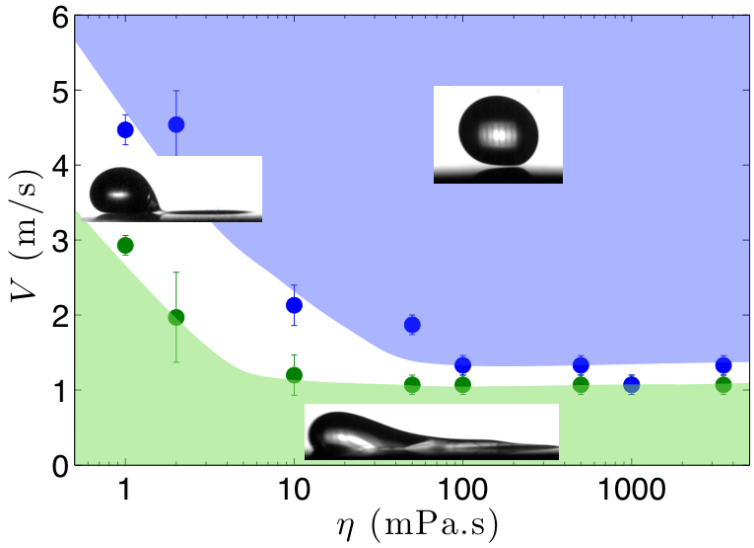


FIGURE 1.10 – Diagramme de phase montrant les différents états d'une goutte posée sur la surface d'un plateau en mouvement en fonction de leur viscosité η et de la vitesse V de la surface. Les ronds verts représentent le seuil de mouillage sopradique V_p et les ronds bleus le seuil de lévitation V^*. Couleurs de fond : en vert : mouillage ; en blanc : lévitation sporadique ; en bleu : lévitation.

De façon étonnante, ces deux observations restent vraies lorsque la viscosité η de l'huile est augmentée de 100 à 3500 mPa.s. Les deux seuils V_p et V^* restent constants, tous deux autour de 1 m/s, ce qui délimite une zone de lévitation sporadique très discrète. Dans cette région ($\eta > 100$ mPa.s), le seuil de lévitation est donc indépendant de la viscosité.

Pour des viscosités inférieures à 100 mPa.s, deux changements arrivent simultanément. Alors que les gouttes les plus visqueuses ne sont quasiment jamais en lévitation partielle, ce régime (représenté en banc sur la figure 1.10) est observé sur un intervalle de vitesse de plus en plus grand lorsque η diminue. Parallèlement, les deux seuils qui le délimitent augmentent, pour atteindre respectivement 3 et 5 m/s pour les huiles les moins visqueuses ($\eta = 1$ mPa.s). On observe aussi que la surface des gouttes de faible viscosité est agitée de vagues (qui peuvent être assez imposantes, de l'ordre du quart de la taille de la goutte). Les ondes naissent lorsque le liquide se rapproche du plateau et mettent assez longtemps à être dissipées. Ce phénomène, qui n'apparait pas pour les gouttes les plus visqueuses pourrait expliquer en partie la différence de comportements observés pour $\eta > 100$ mPa.s et $\eta < 100$ mPa.s

La figure 1.10 permet donc de comprendre en partie les différences de comportement entre une gouttelette d'huile de viscosité $\eta = 100$ mPa.s (Fig. 1.8) et une gouttelette d'eau (Fig.1.9) déposées sur le plateau en mouvement. En particulier, le régime de mouillage sporadique visible dans le second cas semble être lié à la faible viscosité de l'eau : on le voit apparaitre de la même façon pour l'huile lorsque $\eta < 100$ mPa.s. En revanche, on remarque sur la courbe 1.10 que la différence de viscosité entre ces deux liquides ne permet pas de tout expliquer. En particulier, le seuil de lévitation de

l'huile silicone pour $\eta = 1$ mPa.s (une viscosité similaire à celle de l'eau) est plus faible que celui de l'eau, à taille de goutte identique : on mesure $V^* = 4{,}5$ m/s pour l'huile (Fig. 1.10) et 8,5 m/s pour l'eau (Fig. 1.9). La seule variation de la viscosité ne permet pas d'expliquer toute la différence entre les deux expériences des figures 1.8 et 1.9, en particulier la valeur élevée du seuil de lévitation de l'eau. La différence de tension de surface entre ces deux liquides joue donc sans doute un rôle, qu'il nous faut caractériser.

Seuil de lévitation en fonction de la tension de surface

Pour cela, on réalise des mélanges d'eau et d'éthanol avec différentes concentrations massiques en éthanol, ce qui permet de faire varier la tension de surface γ du mélange entre 22 mN/m (éthanol pur) à 72 mN/m (eau pure). Pour déterminer grossièrement les quantités respectives des deux liquides à introduire, nous nous sommes aidés de tables donnant la tension de surface des différents mélanges [43]. Nous avons mesuré ensuite leur valeur exacte à l'aide d'un tensiomètre.

Une difficulté à prendre en compte dans ce genre expérience est le fait le rayon R des gouttes que l'on forme à partir d'un aiguille donnée dépend de la tension de surface du liquide. En effet, la taille des gouttes est déterminée par la compétition entre leur poids (proportionnel à $\rho g R^3$, avec ρ la densité du liquide et g la gravité) et la force capillaire F_γ qui les maintiennent attachées à l'aiguille (en loi d'échelle, $F_\gamma \sim \gamma d$, où d est le diamètre de l'aiguille). En égalant ces deux forces, on obtient la loi qui fixe R : $R \sim \left(\frac{\gamma d}{\rho g}\right)^{1/3}$. Même si la dépendance de R avec γ semble assez faible, des gouttes d'eau ont un rayon 40% plus grand que des gouttes d'éthanol formées à l'aide de la même aiguille. Pour chaque mélange, il a donc fallu choisir une taille d'aiguille adaptée de façon à maintenir le rayon des gouttes aussi proche que possible d'une valeur donnée. Dans l'expérience présentée sur la figure 1.11, nous avons utilisé trois diamètres d'aiguilles différents de façon à avoir $R \simeq 1{,}4 \pm 0{,}1$ mm. Pour chaque mélange, nous avons déterminé les seuils de mouillage sporadique V_p et de lévitation V^* en fonction de γ. Nous présentons ces résultats sous la forme d'un diagramme de phase sur la figure 1.11.

Comme l'eau et l'éthanol ont tous deux une faible viscosité, on remarque sur la figure 1.11 que les deux seuils de mouillage sporadique et de lévitation délimitent une zone de lévitation partielle (en blanc) visible pour une large gamme de vitesses. Pour les plus basses tensions de surface, les valeurs de V_p et V^* mesurées sont proches de celles obtenues pour de l'huile silicone de même viscosité (Fig. 1.10). Les deux seuils sont ici légèrement plus élevés, ce qui peut être lié à la petite différence dans la taille des gouttes entre les deux expériences ($R = 0{,}9$ mm sur la Fig. 1.10 et $R = 1{,}4$ mm sur la Fig. 1.11). On observe de plus que V_p et V^* augmentent linéairement avec la tension de surface des gouttes : pour l'éthanol, $V_p = 3{,}7$ m/s et $V^* = 7{,}4$ m/s deux valeurs qui augmentent avec γ pour atteindre respectivement 8,5 m/s et 14 m/s. Pour repousser une goutte d'eau, la surface doit donc se déplacer à une vitesse V au moins deux fois supérieure à celle nécessaire pour repousser une goutte d'éthanol.

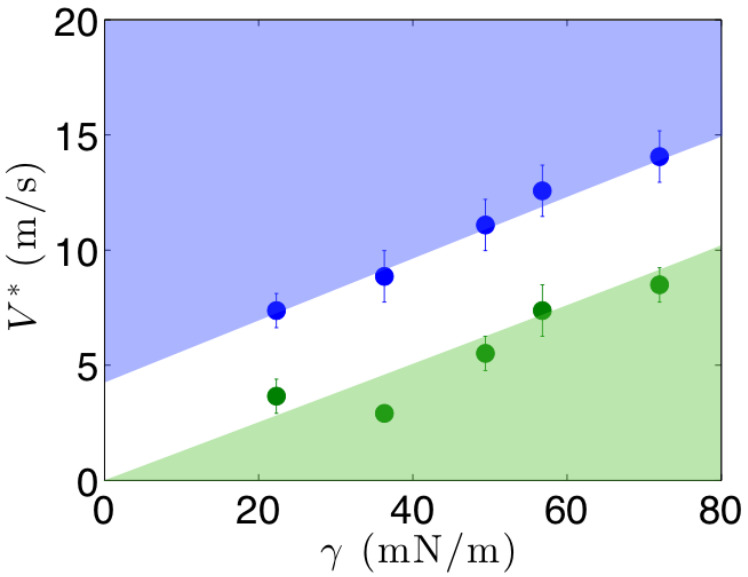


FIGURE 1.11 – Diagramme de phase montrant les différents régimes (en vert : mouillage ; en blanc : lévitation sporadique ; en bleu : lévitation) de gouttes de mélange eau/éthanol (de viscosité $\eta \simeq 1$ mPa.s et de rayon $R = 1{,}4 \pm 0{,}1$ mm) en fonction de la tension de surface γ du mélange et de la vitesse V du plateau. Le seuil de mouillage sporadique V_p est représenté par les points verts et V^* par les points bleus.

Les deux expériences des figures 1.10 et 1.11 combinées permettent d'expliquer la différence d'un facteur 8 des seuils de lévitation V^* entre la gouttelette d'huile (Fig. 1.8) et la gouttelette d'eau (Fig.1.9). Deux facteurs s'ajoutent : tout d'abord, la différence de viscosité entre les deux liquides, qui explique en particulier de l'apparition d'un régime de lévitation sporadique pour l'eau, cause à elle seule une augmentation de V^* de 1 à 5 m/s environ. La tension de surface plus élevée de l'eau par rapport à l'huile explique le reste de la différence, V^* augmentant de façon linéaire avec γ.

1.2.2 Rôle du poids des gouttes sur la lévitation

Pour clore notre étude du seuil de lévitation, un dernier paramètre reste à étudier : l'influence de la taille des gouttes. Est-il plus facile de faire léviter des gouttes plus petites ? Comme nos expériences nous ont permis de distinguer deux régimes, visqueux pour $\eta \geqslant 100$ mPa.s et peu visqueux $\eta <$100 mPa.s (Fig. 1.10) aux caractéristiques très différentes, nous considérerons donc séparément ces deux cas.

Gouttes visqueuses

Dans un premier temps, nous nous avons étudié la variation du seuil de lévitation V^* avec le rayon R de gouttes d'huile silicone de viscosité $\eta = 100$ mPa.s. La figure 1.12 montre les seuils de mouillage sporadique (V_p, ronds verts) et de lévitation (V^*, ronds bleus) en fonction de R, varié

d'un facteur 2 entre 0,7 mm et 1,5 mm. Cela correspond quasiment à l'amplitude maximum qu'il nous est possible d'atteindre pour R. En effet, la taille des gouttes doit être suffisante pour que celles-ci puissent se détacher de l'aiguille sous l'effet de leur poids, mais ne peut dépasser la longueur capillaire a (a = 1,5 mm pour l'huile silicone).

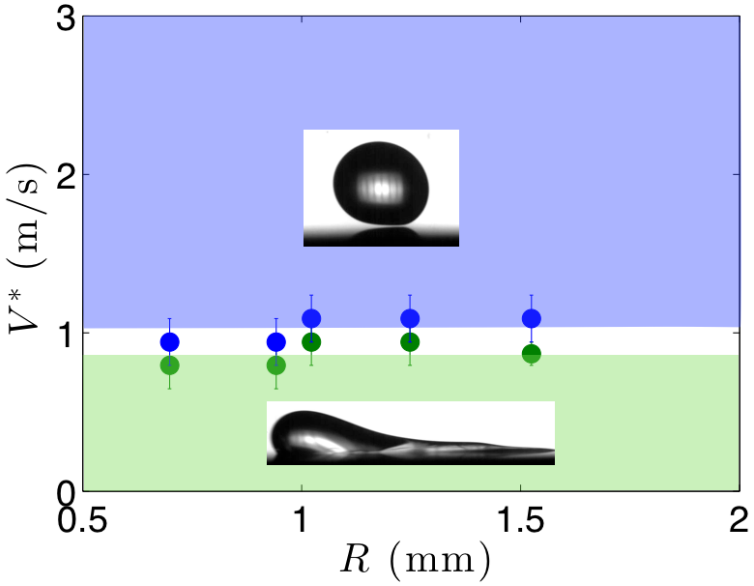


FIGURE 1.12 – Diagramme de phase montrant les seuils de lévitation partielle (ronds verts) et de lévitation totale (ronds bleus) en fonction du rayon R des gouttes et de la vitesse V de la surface sur laquelle elles sont déposées.

Sur la figure 1.12, la zone de lévitation partielle (en blanc) est très mince, ce qui est caractéristique des gouttes visqueuses (pour $\eta \geqslant 100$ mPa.s). On ne distingue donc quasiment qu'un seul seuil, entre lévitation et mouillage. Ce seuil ne varie pas de façon significative avec R : il garde une valeur constante de l'ordre de 0,95 ± 0,15 m/s. Comme R est multiplié par deux, la différence de masse entre les plus petites et les plus grosses gouttes atteint un facteur pratiquement 10, sans impact significatif sur V^*, ce qui est surprenant : pour permettre la lévitation, la couche limite d'air doit justement résister au poids du liquide.

Cela veut-il dire que la gravité ne rentre pas en jeu dans la lévitation ? Pour vérifier cela, nous avons mené la même expérience, mais cette fois-ci sur un plateau penché d'un angle α, de façon à ce que la gravité g soit réduite pour devenir $g\ \sin(\alpha)$, comme présenté sur la figure 1.13 a. Pour différents angles d'inclinaison α du plateau, on reporte le seuil de lévitation V^* (Fig. 1.13 b).
Même si on n'a que peu de points expérimentaux (à cause de la difficulté de placer et maintenir en rotation un plateau penché), on observe que V^* décroit nettement lorsque l'angle d'inclinaison du plateau α augmente. Il est donc plus facile d'empêcher le mouillage sur la surface inclinée. Même s'il est difficile de connaître l'influence exacte de cette nouvelle géométrie sur V^*, l'expérience suggère que le seuil de lévitation, qui ne dépend pas de la masse des gouttes, dépend néanmoins de la gravité g - et donc de leur poids.

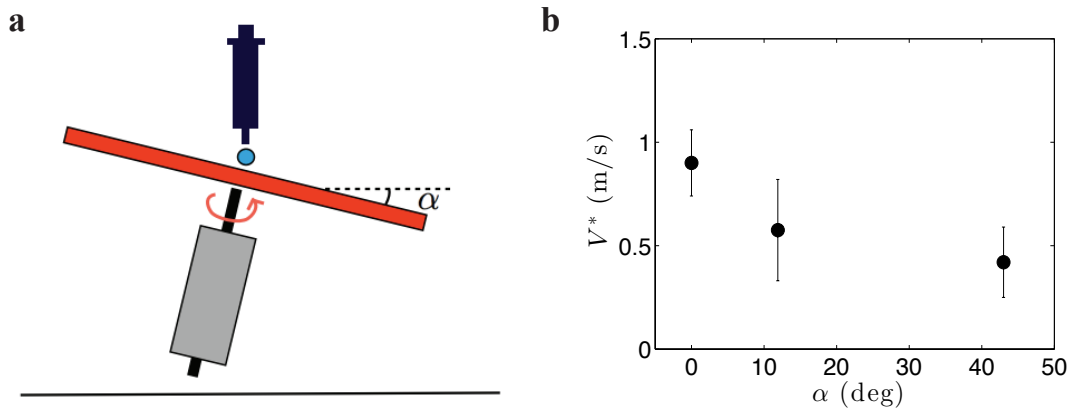


FIGURE 1.13 – Seuil de lévitation V^* d'une goutte d'huile silicone de viscosité $\eta = 100$ mPa.s et de rayon $R = 1{,}5$ mm posée sur le plateau en rotation, incliné d'un angle α. **a** Présentation de l'expérience ; **b** Seuil V^* en fonction de l'angle d'inclinaison α.

Gouttes non visqueuses

Répétons à présent l'expérience en fonction de la taille des gouttes, mais pour de l'eau. Comme précédemment, le rayon R est varié d'un facteur 2, ici entre $R = 0{,}98$ mm et $R = 1{,}8$ mm.

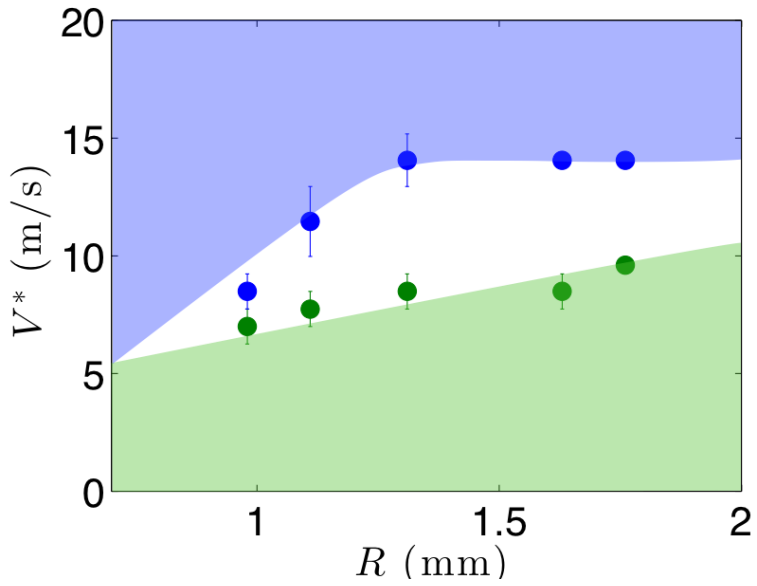


FIGURE 1.14 – Diagramme de phase montrant les seuils de mouillage sporadique V_p (ronds verts) et de lévitation (ronds bleus) de gouttes d'eau en fonction de leur rayon R.

La figure 1.14 montre le diagramme de phase obtenu, où V_p est indiqué par des ronds verts et V^* par des ronds bleus. On retrouve ici la présence d'un régime de lévitation partielle (en blanc) de taille conséquente, lié à la faible viscosité des gouttes d'eau ($\eta = 1$ mPa.s). Les variations de V_p et V^* avec R sont très différentes de celles observées dans le régime visqueux. Ici, les deux seuils augmentent

avec R, passant de $V_p = 7$ m/s et $V^* = 8{,}5$ m/s pour les plus petites gouttes à 9,5 et 14 m/s pour les plus grosses. Cette augmentation, si elle semble être linéaire pour V_p ne l'est pas vraiment pour V^*. Les trois derniers points bleus sur la figure 1.14 montrent une saturation du seuil de lévitation pour $R > 1{,}3$ mm.

1.2.3 Discussion

Interaction entre la goutte posée et la couche limite d'air

Afin de mieux comprendre les phénomènes mis en jeu lorsqu'on pose une goutte sur le plateau en rotation, il est nécessaire de bien caractériser le flux d'air au contact du liquide. Or, comme nous l'avons vu précédemment, l'air est mis en mouvement par la surface sur une épaisseur bien connue, associée à la taille de la couche limite. Pour des vitesses proches de $V^* = 1$ m/s (le seuil de lévitation des gouttes d'huile), l'épaisseur de la couche limite est de l'ordre de 3,5 mm (Fig. 1.7) : les gouttes millimétriques sont donc totalement immergées dans le flux d'air lié au mouvement du plateau.

Le nombre de Reynolds associé à l'écoulement d'air *autour* de la goutte peut être déterminé en comparant les forces (volumiques) inertielles (qui s'écrivent en loi d'échelle $\rho_a \frac{V^2}{R}$) et visqueuses $\left(\eta_a \frac{V}{R^2}\right)$ qui s'appliquent sur la goutte (où ρ_a et η_a sont respectivement la masse volumique et la viscosité de l'air). On trouve alors : $Re = \frac{\rho_a R V}{\eta_a}$. Le calcul donne $Re = \frac{1\ 10^{-3}\ 1}{10^{-5}} \simeq 100$ pour des gouttes millimétriques dans l'air, une valeur grande devant 1 qui indique que les forces inertielles exercées par l'air sur les gouttes ne sont pas négligeables.
Mais on peut également considérer un second nombre de Reynolds, caractéristique de l'écoulement d'air *sous* le liquide en lévitation. Dans ce cas, si la forme de la force inertielle reste la même, il faut prendre en compte l'épaisseur h du film d'air entre la goutte et la surface pour déterminer la force visqueuse. En effet, l'air est cisaillé sous le liquide sur une distance caractéristique h (au lieu de R précédemment), ce qui fait apparaitre le nombre de Reynolds :

$$Re = \frac{\rho_a V h^2}{\eta_a R}. \tag{1.2}$$

Re est de l'ordre de vaut 10^{-2} pour une vitesse de plateau V de 1 m/s et une épaisseur caractéristique de film h de 10 µm, ce qui indique que l'air sous la goutte se comporte comme un fluide visqueux. Les gouttes en lévitation sont donc dans une situation "hybride" : elles sont portées par un film d'air visqueux, et immergées dans un flux d'air inertiel. Ces remarques sont résumées sur la figure 1.15.

C'est le film d'air visqueux sous-jacent qui permet la lévitation. Celui-ci est renouvelé en continu par le mouvement du plateau, qui compense ainsi le drainage du film sous l'effet du poids du liquide. Lhuissier *et al.* ont montré [22] que l'air, en s'insérant sous les gouttes, les déformait de façon asymétrique, créant ainsi une surpression capable de compenser parfaitement leur poids. Comme l'air se comporte comme un fluide d'autant plus visqueux que l'épaisseur h du film est faible, cet

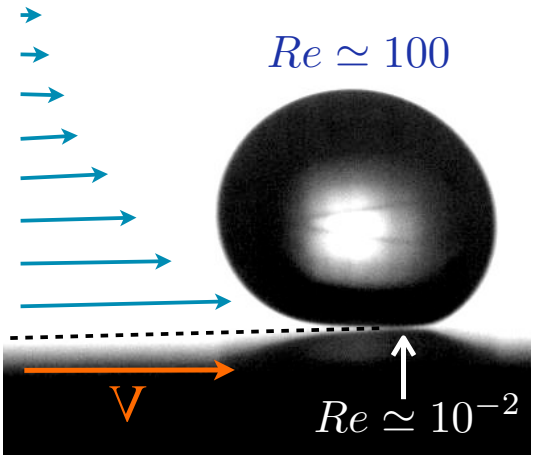


FIGURE 1.15 – Image représentant le film d'air autour d'une goutte d'huile silicone de rayon $R = 0{,}9$ mm et de viscosité $\eta = 100$ mPa.s lévitant au-dessus d'une surface en mouvement à une vitesse V de l'ordre de quelques m/s. On a représenté la forme (et la taille) de la couche limite par des flèches bleues, et écrit la valeur des nombres de Reynolds autour de la goutte (en bleu) et dans le film d'air sous la goutte (en blanc) pour une vitesse $V = 1$ m/s.

argument prévoit que l'air porte d'autant facilement le liquide qu'il est mince. Par conséquent, la raison pour laquelle en deçà d'une certaine vitesse le liquide s'écrase sur la surface n'est pas évidente.

Seuil de lévitation pour des gouttes visqueuses

Considérons tout d'abord le cas des gouttes visqueuses $\eta > 100$ mPa.s, dont la lévitation n'est pas compliquée par la présence d'ondes de surface, et tentons de proposer quelques hypothèses sur l'origine du seuil de lévitation. Nous avons observé sur la figure 1.8 que la hauteur de lévitation augmente avec la vitesse V de la surface (une étude plus complète de la hauteur h en fonction de V est présentée en 2.1). On pourrait donc imaginer que pour des vitesses inférieures à V^*, la goutte ne vole pas assez haut et touche les rugosités de la surface. Les travaux réalisés par l'Huissier *et al.* ont montré que la hauteur de lévitation de gouttes millimétriques pour $V \simeq 1$ m/s était de l'ordre de quelques micromètres. Or cette distance semble supérieure à la taille d'éventuelles rugosités. De plus, au cours des multiples expériences réalisées, on a changé à plusieurs reprises de plateau, qui a pu être en plexiglas très lisse ou en aluminium (plus ou moins bien poli). Si V^* était lié à la rugosité de la surface, on se serait attendu à des variations importantes du seuil de lévitation selon la qualité de la surface, ce qui n'est pas le cas. Enfin, cette distance, de quelques micromètres, est trop élevée pour justifier une interaction attractive (de type van der Waals) entre la goutte et la surface. Ces forces agissent en effet sur une distance caractéristique de l'ordre de 100 nm, plus de 10 fois plus petite que la hauteur de lévitation.

On pourrait chercher une autre origine à V^* dans la forme légèrement asymétrique de la goutte en lévitation, visible sur les figures 1.8 b. et 1.15. En effet, pour qu'une force de portance se développe

au contact du film d'air, il faut que la symétrie de la goutte soit brisée, de façon à créer en amont une surpression supérieure à la dépression en aval. La tension de surface est la force qui résiste aux déformations imposées par le mouvement de l'air : celui-ci doit exercer sur les gouttes une force suffisante pour les déformer et leur donner une forme "lévitante", ce qui ne peut arriver que s'il se déplace assez vite. Cette idée suppose donc que le seuil de lévitation soit plus haut pour les liquides ayant une tension de surface plus élevée, qui résistent plus aux déformations imposées par l'air.
Pour vérifier cette hypothèse, nous avons tenté de mesurer le seuil de lévitation V^* d'un mélange de glycérol et d'eau de viscosité $\eta = 100$ mPa.s. Les gouttes ont donc une viscosité suffisante pour ne pas présenter d'ondes de surface, mais surtout une tension de surface $\gamma \simeq 70$ mN/m, trois fois supérieure à celle des huiles silicones. Malheureusement, le seuil de lévitation du glycérol a été beaucoup plus complexe à déterminer que prévu : les gouttes touchent parfois la surface pour des vitesses de l'ordre de 10 m/s, ou bien lévitent à bien plus basse vitesse. Nous n'avons pas pu déterminer quel était le facteur déterminant pour le comportement de la goutte. Cependant, nous avons pu mettre à plusieurs reprises des gouttes de glycérol en lévitation pour des vitesses $V \simeq 1$ m/s semblables à celles observées pour l'huile silicone (pour 1 goutte sur 10 environ). Cette expérience suggère alors de façon troublante que V^* ne dépend pas de γ et donc des déformations de la goutte. Cependant, il est difficile de conclure de façon certaine, étant donné que nous n'avons pas pu déterminer V^* de façon fiable et reproductible.

Une autre façon d'aborder cette question est de passer par les lois d'échelle. On peut en effet obtenir une loi pour V^*, en considérant que la vitesse seuil de lévitation correspond à la vitesse à partir de laquelle l'inertie de l'air est capable de déformer les gouttes. Supposons que la déformation du liquide fait sur une échelle caractéristique de l'ordre de leur rayon R : la force capillaire, qui résiste à l'inertie du gaz s'écrit donc γR. En égalant ces deux forces antagonistes pour $V = V^*$ (qui s'écrit $\rho_a R^2 V^2 \sim \gamma R$) on trouve pour seuil de lévitation :

$$V^* \sim \sqrt{\frac{\gamma}{\rho_a R}}.$$

Cette vitesse est de l'ordre de 3 m/s pour des gouttes millimétriques d'huile silicone, ce qui est l'ordre de grandeur de la valeur expérimentale de V^*. Cependant, cette vitesse varie comme $1/\sqrt{R}$ et ne dépend pas de la gravité g : elle ne semble donc pas expliquer nos résultats expérimentaux.

On pourrait enfin imaginer que V^* est déterminé par un critère de temps : les gouttes ont-elles le temps de prendre une forme lévitante au contact du film d'air, avant de toucher le plateau ? Cet argument suppose en particulier que V^* augmente avec la viscosité de la goutte (une goutte plus visqueuse étant plus "lente" à prendre la bonne forme). Mais comme on l'a vu dans les expériences, V^* ne dépend pas de η pour $\eta > 100$ mPa.s, ce qui contredit cette dernière hypothèse.

Si l'origine du seuil de lévitation V^* pour $\eta > 100$ mPa.s n'est pas évidente, nous pouvons cependant tenter de comprendre d'autres phénomènes observés, en particulier les différences entre gouttes visqueuses et non-visqueuses.

Gouttes peu visqueuses

Les gouttes peu visqueuses ont un comportement très différent des gouttes les plus visqueuses, comme on le voit sur la figure 1.10, ainsi que par la comparaison des figures 1.12 et 1.14. En particulier, apparait pour $\eta < 100$ mPa.s un régime de mouillage sporadique quasiment inexistant à viscosité plus élevée, ainsi qu'une dépendance avec R et γ qu'on ne voit pas pour $\eta > 100$ mPa.s. Ces différences s'expliquent peut-être par la présence d'ondes à la surface des gouttes, visibles uniquement à basse viscosité. Si ce sont bien ces vaguelettes qui sont à l'origine des différences observées, alors les ondes devraient apparaitre pour $\eta < 100$ mPa.s, où le régime de lévitation partielle existe pour une large gamme de vitesse.

Nous proposons ici un argument permettant de prédire l'apparition de ces ondes. Celles-ci semblent se former sous la goutte, où le liquide est localement entrainé par le mouvement plus rapide du film d'air. Elles sont donc associées à un mouvement inertiel au sein du liquide. Le temps caractéristique τ_i associé à leur apparition est donc le temps qui compare les effets inertiels (à l'origine de l'onde) et capillaires. Un tel temps inertio-capillaire peut s'écrire sous la forme

$$\tau_i \sim \sqrt{\frac{\rho R^3}{\gamma}}. \tag{1.3}$$

L'énergie cinétique associée aux ondes est dissipée par viscosité, soit une fois qu'elles se sont développées, ou bien même avant qu'elles n'apparaissent. Pour savoir si les ondes ont le temps de naître à la surface des gouttes, il faut donc comparer le temps τ_i de leur formation avec le temps caractéristique τ_η de leur amortissement. En appliquant le théorème de l'énergie cinétique, on obtient une loi d'échelle pour τ_η : la variation de l'énergie cinétique $Ec \sim \rho R^3 V^2$ dissipée en un temps τ_η est égale à la puissance des forces visqueuses, soit

$$\frac{\rho R^3 V^2}{\tau_\eta} \sim \eta R V.V$$

ce qui donne :

$$\tau_\eta \sim \frac{\rho R^2}{\eta}. \tag{1.4}$$

Pour que les ondes apparaissent, il faut donc qu'elles aient le temps de se développer avant d'être dissipées, ce qui signifie que l'on doit avoir $\tau_i < \tau_\eta$. Ce critère donne donc comme condition d'apparition des ondes :

$$\eta < \sqrt{\rho \gamma R} \simeq 100 \text{ mPa.s} \tag{1.5}$$

pour une goutte d'huile millimétrique.
Ce seuil $\eta = 100$ mPa.s correspond justement à la limite en-deçà de laquelle on observe une augmentation de V^* et l'apparition d'un régime de lévitation intermédiaire. On donc peut imaginer que c'est bien l'apparition d'ondes de surface qui perturbe la lévitation.

Ces vaguelettes, en touchant localement la surface du plateau peuvent être responsables de l'apparition du régime de lévitation sporadique. Cela se combine à un autre phénomène : comme le liquide est peu visqueux, la partie qui a touché la surface peut se séparer de la goutte, alors qu'elle aurait tendance à entrainer le reste du liquide dans le cas visqueux.

Ensuite, si la goutte est très proche du seuil de lévitation, la présence des vagues pourrait perturber son vol et donc la faire adhérer prématurément avec la surface. Cela expliquerait l'augmentation de V^* pour $\eta < 100$ mPa.s (Fig. 1.10). En outre, moins la goutte est visqueuse, moins l'onde est amortie et plus elle a le temps de grandir. Des ondes de plus en plus hautes pourraient être responsables de l'augmentation de V^* quand la viscosité diminue.

Les variations de V_p et V^* avec R et γ sont moins évidentes à expliquer. Concernant la dépendance avec le rayon R des gouttes, on pourrait imaginer que lorsque la taille des gouttes augmente, les ondes se développent plus facilement et atteignent de plus grandes amplitudes. Elles perturberaient ainsi d'autant la lévitation, dont le seuil V^* se trouverait augmenté.

La relation de linéarité entre V^* et γ est plus malaisée à comprendre. En effet, il semble plus difficile pour les ondes de naitre à la surface de gouttes dont la tension de surface est plus élevée : on pourrait donc s'attendre à ce que V^* diminue avec γ, ce qui n'est pas le cas (Fig. 1.11). Il faut donc trouver un autre argument. On pourrait reprendre l'idée proposée pour les gouttes visqueuses : l'air qui se déplace sous une goutte avec une tension de surface γ plus élevée doit aller plus vite pour réussir à briser sa symétrie ; d'où un seuil de lévitation V^* plus haut. Cependant, cet argument suppose que les gouttes sont assez difficiles à déformer : or, sur les vidéos on voit qu'elles sont partiellement aplaties par le flux d'air avant même de toucher le plateau. De plus, elles sont parcourues d'ondes de surface qui causent des déformations bien plus importantes que celles nécessaires à la lévitation.

1.3 Impact de gouttes

1.3.1 Régimes de rebond et de rebond partiel

Le mouvement d'un solide permet donc de repousser des gouttes que l'on approche délicatement de sa surface. Si on ne dépose pas le liquide mais qu'on le laisse tomber sur le plateau avec une vitesse initiale U, peut-il être également repoussé ? La figure 1.16 montre deux séquences d'images caractéristiques de l'impact d'une goutte d'huile silicone de viscosité $\eta = 100$ mPa.s qui tombe de quelques centimètres de hauteur sur le plateau. Sur ces images, la vitesse d'impact U vaut 0,3 m/s et la vitesse de la surface est élevée : $V = 15$ m/s pour la figure 1.16 a et $V = 20$ m/s pour 1.16 b. La figure 1.16.a montre un cas où l'huile n'est pas totalement repoussée par la surface. Le bas de la goutte touche le plateau, et est entrainé par la surface dans son mouvement. Par contre, sa partie supérieure est repoussée par la couche limite d'air. Alors que le plateau avance, le haut de la goutte, en train de rebondir, est étiré par la partie qui a mouillé le plateau, donnant ainsi naissance à un long fil liquide de forme serpentine. Ces structures très allongées lors du rebond partiel ne sont

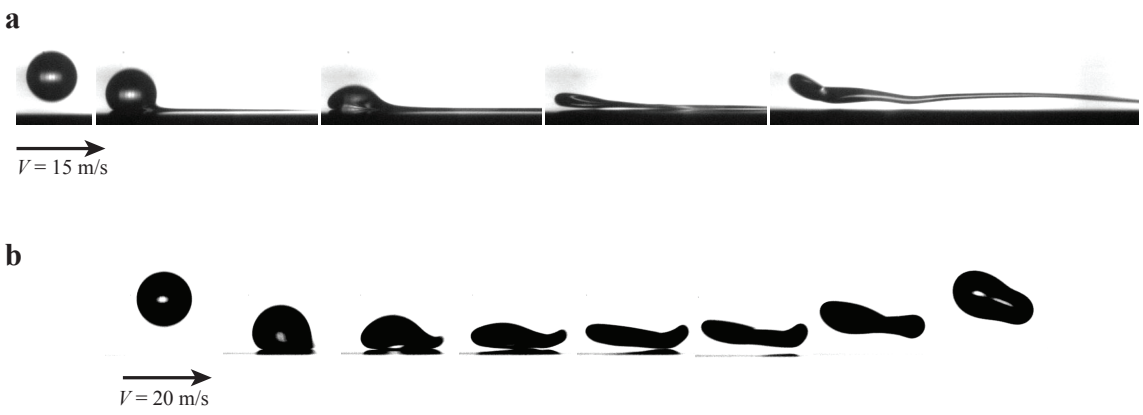


FIGURE 1.16 – Séquence d'images montrant l'impact (à une vitesse $U = 0{,}3$ m/s) d'une goutte d'huile silicone $\eta = 100$ mPa.s, $R = 0{,}90$ mm) sur le plateau en mouvement de la gauche vers la droite. **a**. $V = 15$ m/s. Alors que le bas de la goutte touche la surface, le sommet rebondit, ce qui donne à la goutte une forme très allongée dans l'air. La première et la dernière image sont séparées de 3,3 ms. **b**. $V = 19$ m/s. La goutte est repoussée par la surface et rebondit. La première et la dernière image sont séparées de 4,3 ms. La vitesse seuil V^* de rebond de la goutte vaut $V^* = 18$ m/s.

visibles que pour des viscosités proches de $\eta = 100$ mPa.s. L'huile doit être suffisamment visqueuse pour qu'un fil liquide puisse se créer et se maintenir avant d'être déstabilisé en gouttelettes ; mais le liquide doit être assez fluide pour ne pas être entièrement entrainé par le plateau dès qu'il y a contact.

La figure 1.16 b. montre qu'à plus haute vitesse ($V = 20$ m/s), les gouttes peuvent rebondir, sans jamais entrer en contact avec le plateau. On remarque un certain nombre de caractéristiques surprenantes à ce rebond, comme la forme de crêpe adoptée par le liquide lorsqu'il s'éloigne de la surface. Cette forme est très éloignée de cette observée dans d'autres expériences de rebonds non mouillants, comme en caléfaction [19] où la goutte est allongée verticalement lorsqu'elle quitte la surface. De plus, l'huile silicone utilisée dans les expériences de la figure 1.16 est assez visqueuse ($\eta = 100$ mPa.s). Presque toute son énergie cinétique est donc dissipée par viscosité lors de l'étalement, et on pourrait donc s'attendre à ce qu'elle n'ait plus assez d'énergie pour rebondir. Or on la voit bien rebondir hors de la surface, à une hauteur de 5 mm environ.

Comme précédemment pour les gouttes posées, on peut déterminer la vitesse seuil V^* à partir de laquelle le liquide est repoussé par la surface, ce qui délimite deux régimes de mouillage (Fig 1.16.a) et de rebond (Fig.1.16.b). Dans l'exemple de la figure 1.16, on trouve $V^* = 18$ m/s, un seuil très élevé en comparaison du seuil de lévitation d'une goutte identique délicatement posée ($V^* = 1$ m/s).

1.3.2 Seuil de rebond

En fonction de la vitesse d'impact

Nous avons voulu dans un premier temps caractériser la dépendance de la vitesse seuil de rebond V^* avec la vitesse d'impact U des gouttes. U est contrôlé en montant ou descendant l'aiguille d'où est lâché le liquide (Fig. 1.5). Les impacts sont filmés à l'aide d'une caméra rapide, et U est mesuré directement sur chaque vidéo. Pour chaque hauteur de chute, la vitesse V de la surface a été petit à petit augmentée jusqu'à ce que le liquide passe d'un régime de mouillage (Fig 1.16 a.) à un régime de rebond (Fig. 1.16 b). Cette mesure de V^* a été affinée ensuite en approchant le seuil par des vitesses supérieures ou inférieures de nombreuses fois.
La figure 1.17 montre les variations de la vitesse seuil V^* (ronds noirs) en fonction de la vitesse d'impact U allant de 0 m/s (goutte posée) à 1 m/s. Dans la zone bleue, les gouttes sont totalement repoussées, alors que dans la zone blanche, elles entrent soit totalement, soit partiellement en contact avec la surface. Le trait rouge indique la valeur du seuil de lévitation V^* sans vitesse initiale (dont l'étude a fait l'objet de la première partie de ce chapitre).

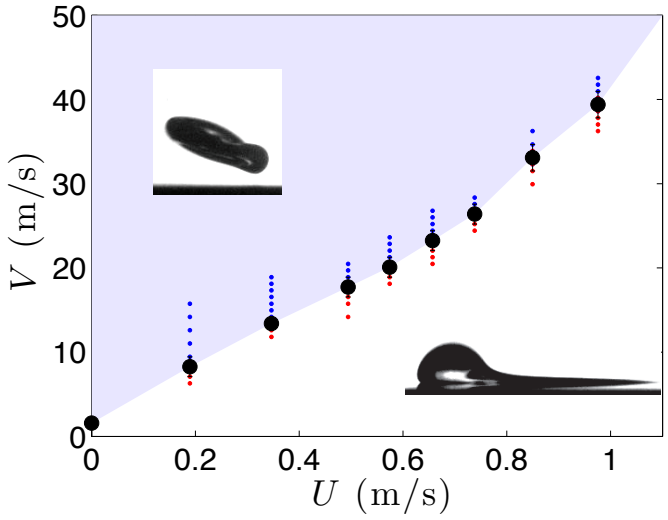


FIGURE 1.17 – Comportement de gouttes d'huile silicone de viscosité η = 96 mPa.s approchant à vitesse U une surface de vitesse V. Les points en bleu (et la zone bleue) montrent les cas où la goutte est repoussée par la surface en mouvement, et les points rouges correspondent aux cas où la goutte touche la surface. Les gouttes ont un rayon R = 0,9 mm. Les cercles noirs indiquent le seuil de rebond des gouttes.

On voit sur la figure 1.17 que la vitesse seuil V^* pour laquelle les gouttes sont repoussées est une fonction croissante de U (fig. 1.17). L'amplification de V^* par rapport à U est très grande, de l'ordre de 40 : pour repousser le liquide qui tombe à une vitesse $U = 1$ m/s (ce qui correspond à une hauteur de chute de 5 cm environ) la surface doit se déplacer à plus 40 m/s. En extrapolant la courbe $V^* =$ f(U), on voit que pour repousser une "pluie" d'huile silicone où les gouttes tombent à leur vitesse terminale $u_l \simeq 3$ m/s, le plateau devrait aller à 120 m/s. (u_l est déterminée par l'égalité entre le

poids des gouttes $\rho R^3 U^2$ et leur friction inertielle dans l'air $\rho_a R^2 U^2$: $u_l \sim \sqrt{\frac{\rho}{\rho_a} Rg} \simeq 3$ m/s.) 120 m/s est une vitesse très élevée (et difficile à atteindre en laboratoire), mais observée au niveau des ailes des avions par exemple.

En fonction du rayon et de la viscosité des gouttes

Nous pouvons aussi nous demander comment ce seuil est modifié lorsque l'on change les caractéristiques des gouttes, comme leur rayon R ou leur viscosité η. Nous avons donc réalisé deux séries d'expériences, où ces deux paramètres ont été variés (Fig. 1.18).

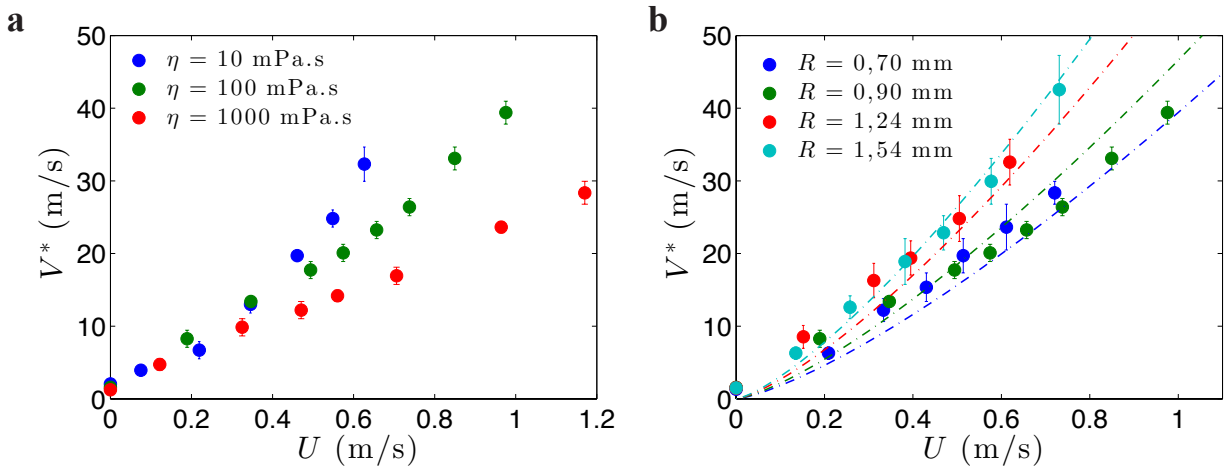


FIGURE 1.18 – Vitesse seuil de rebond en fonction de la vitesse d'impact U de pour des gouttes d'huile silicone **a**. V^* en fonction de U à rayon de goutte fixé $R = 0{,}9$ mm pour différentes viscosités (10 mPa.s $< \eta <$ 1000 mPa.s) ; **b**. V^* en fonction de U pour des gouttes de viscosité $\eta = 100$ mPa.s, de rayon R allant de 0,7 mm à 1,54 mm. Les données sont ajustées par des courbes d'équation : $V^* \simeq 0{,}57 \left(\frac{\rho R}{\rho_a^{1/2} \eta_a^{1/2} R_{pl}^{1/2} \cos\theta} \right)^{2/3} U^{4/3}$ (Formule (1.7)).

Dans la première (Fig. 1.18 a), η est varié entre 10 mPa.s et 1000 mPa.s alors que le rayon R des gouttes est maintenu constant ($R = 0{,}9$ mm). On a représenté pour chaque viscosité la courbe $V^* = \mathrm{f}(U)$. Pour les trois séries de données, V^* augmente avec U avec une amplification qui est en bonne corrélation avec la précédente expérience (représentée sur la fig. 1.18 a par les points verts). Lorsque la viscosité η du liquide est augmentée, on observe une légère diminution du seuil de lévitation, surtout visible aux plus grandes vitesses d'impact U. On peut cependant remarquer que ces variations sont assez faibles en comparaison des deux ordres de grandeur sur lesquels η a été varié.

Dans la seconde expérience (Fig. 1.18 a), η est maintenu constant ($\eta = 100$ mPa.s) alors que le rayon R des gouttes est varié d'un facteur 2. La courbe $V^* = \mathrm{f}(U)$ est tracée pour 4 rayons différents, représentés par 4 couleurs. Ici aussi, la courbe $V^* = f(U)$ augmente rapidement et cela d'autant plus que R est grand. Pour $R = 0{,}7$ mm l'amplification de V^* par rapport à U est de l'ordre de 40,

alors qu'il est proche de 55 pour $R = 1{,}5$ mm. Enfin, les courbes en pointillés montrent que l'on peut ajuster mesures expérimentales de V^* par une courbe en $U^{4/3}$, dont l'origine est discutée plus loin.

Ces résultats sont en bonne corrélation avec ceux obtenus par Povarov *et al.* [37] pour de l'eau. Ils ont montré que l'eau, comme l'huile dans notre expérience, peut toucher la surface du plateau ou rebondir si la vitesse V du solide est suffisamment élevée, ce qui permet de déterminer le seuil de lévitation V^*. Leur dispositif expérimental (un plateau en rotation) leur permettant d'atteindre des vitesses V proches de 120 m/s (Fig. 1.19), ils ont pu travailler avec de l'eau (dont le seuil de lévitation, même à très basse vitesse d'impact, est élevé, de l'ordre d'une dizaine de mètres par seconde) et considérer une plus large gamme de vitesses de gouttes U (entre 0 et 5 m/s). Nous avons reproduit une partie des résultats de leur expérience sur la figure 1.19, où le seuil V^* est représenté en fonction de la vitesse U de l'eau. Trois tailles de gouttes sont représentées : $R = 0{,}15$ mm (ronds noirs), $R = 0{,}4$ mm (triangles rouges) et $R = 2$ mm (carrés bleus).

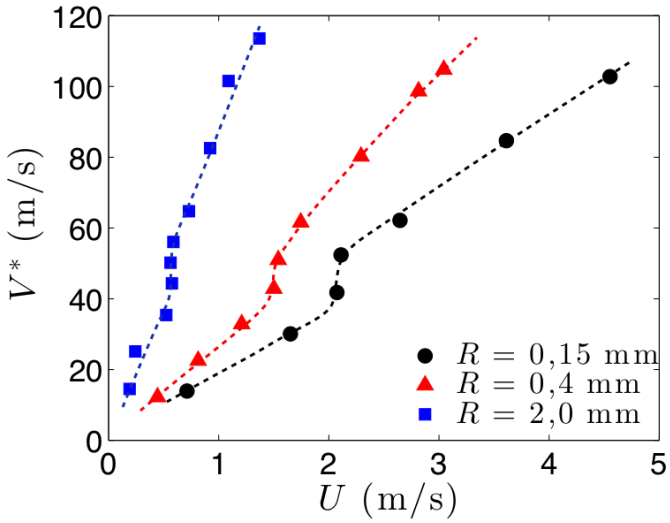


FIGURE 1.19 – Vitesse seuil V^* de rebond de gouttes d'eau en fonction de leur vitesse d'impact U pour $R = 0{,}15$ mm (ronds noirs), $R = 0{,}3$ mm (triangles rouges) et $R = 2$ mm (carrés bleus). Les pointillés sont des guides pour l'oeil. Autour de $V = 50$ m/s, on distingue un saut dans les mesures expérimentales, qui correspond au passage d'une couche limite laminaire à turbulente sur le plateau. Données tirées de [37].

Comme pour les huiles silicones, la figure 1.19 montre que la vitesse seuil de rebond V^* des gouttes d'eau est une fonction croissante de U. Pour des vitesses du plateau inférieures à 40 m/s, V^* semble suivre une loi quasi-linéaire, puis il V^* augmente de façon très brusque pour $V \simeq 50$ m/s, puis croit linéairement pour $V > 60$ m/s. Povarov interprète le saut pour $V \simeq 50$ m/s comme le passage d'une couche limite laminaire à une couche limite turbulente au niveau du plateau, qui survient justement à ces vitesses. Cette transition, invisible dans nos expériences, est rendue possible ici par les très hautes vitesses qu'il a pu atteindre. On remarque également sur la figure 1.19 que le seuil de lévitation V^* des gouttes d'eau augmente avec leur taille, variée ici d'un facteur 10. L'amplification de V^* par rapport à U, mesurée pour des vitesses $V < 50$ m/s (dans le régime où la couche limite est laminaire, comparable à nos expériences) passe de 20 pour $R = 0{,}15$ mm à plus de 70 pour $R =$

2 mm.

Pour mieux avoir une idée plus nette de la dépendance de V^* avec R, on représente en log-log l'amplification moyenne de V^* par rapport à U (notée V^*/U) en fonction du rayon R des gouttes d'eau, ou d'huile (Fig. 1.20). Pour déterminer la valeur approchée de V^*/U, nous avons ajusté chaque série de données par une droite, et mesuré la pente correspondante. Même si V^* n'est pas une fonction strictement linéaire de U, cette méthode donne une bonne approximation de l'amplification observée. Sur la figure 1.20, les ronds noirs sont les valeurs obtenues pour de l'huile silicone (extraites de la figure 1.18 b.) et les carrés rouges pour de l'eau (extraits de [37], et pris dans le régime laminaire de la figure 1.19).

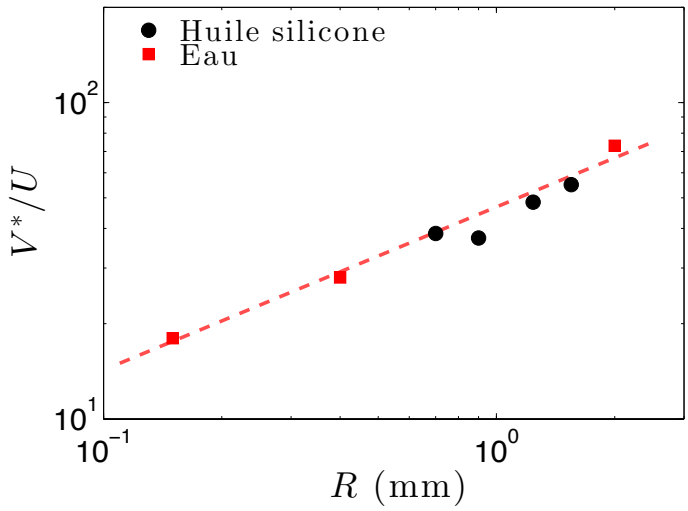


FIGURE 1.20 – Représentation en échelle log-log de l'évolution d'amplification moyenne de V^* par rapport à U en fonction du rayon R des gouttes, pour deux liquides différents. Les carrés rouges sont des mesures extraites de [37] pour des gouttes d'eau ($\eta = 1$ mPa.S, $\gamma = 72$ mN/m), pris dans le régime laminaire ($V < 50$ m/s). Les ronds noirs sont les données obtenues pour des huiles silicones de viscosité $\eta = 100$ mPa.s, et de tension de surface $\gamma = 21$ mN/m. Le trait en pointillés rouges a une pente 1/2.

De façon étonnante, sur la figure 1.20 les points des deux expériences s'alignent sur une même courbe, malgré la très grande différence de viscosité et de tension de surface entre l'eau et l'huile. Les pointillés rouges sur la figure 1.20 montrent le meilleur ajustement aux données : en log-log, la pente de cette droite vaut 1/2, ce qui suggèrerait que $V^*/U \propto R^{1/2}$.

1.3.3 Proposition de modèle pour V^*

Pour comprendre ce qui fixe V^*, il est très utile de regarder ce qui se passe juste avant l'impact. La figure 1.21.a montre la forme prise par une goutte d'éthanol de rayon $R = 0{,}75$ mm moins de 0,1 ms avant l'impact sur une surface de vitesse $V = 28$ m/s. On remarque que le liquide est significativement déformé à l'approche de la surface : le flux d'air entrainé aplatit le côté de la goutte à l'amont sur 400 µm environ. La distance sur laquelle la goutte est déformée est de l'ordre de la

taille de la couche limite : pour la vitesse V considérée ici, l'épaisseur sur laquelle l'air est mis en mouvement est $3\delta = 650$ µm environ (Fig. 1.7).

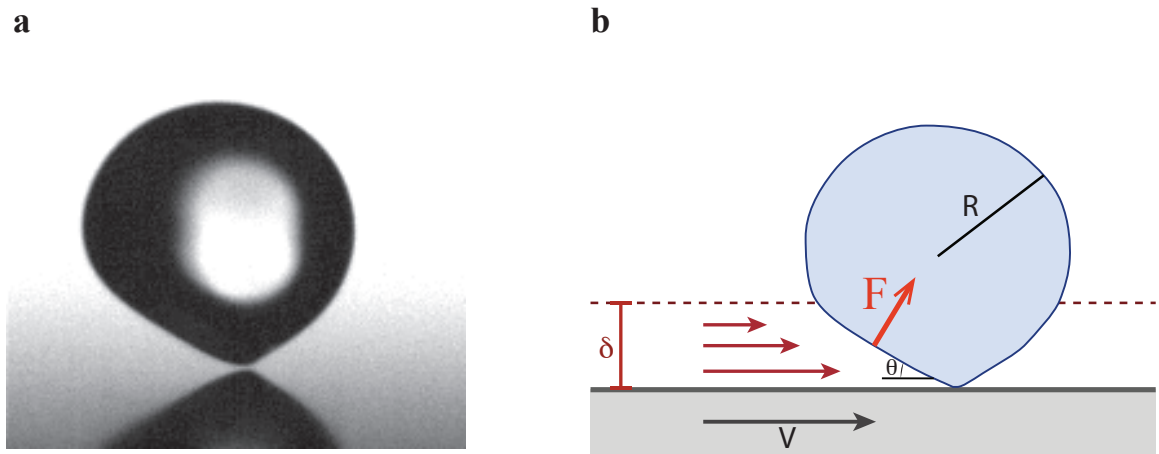


FIGURE 1.21 – **a**. Goutte d'éthanol de rayon $R = 0{,}75$ mm juste avant l'impact sur une surface en mouvement à une vitesse $V = 28$ m/s. La vitesse d'impact est $U = 0{,}34$ m/s. On remarque que l'éthanol est déformé avant même l'impact sur sa partie la plus basse : il présente une face aplatie à cause du vent latéral. **b**. Schéma d'une goutte juste avant impact. L'épaisseur de la couche limite est notée δ. Pour $V > 10$ m/s, $\delta < R$. On note θ l'angle entre la face aplatie et l'horizontale (sur l'image, $\theta \simeq 30°$). L'air exerce sur la goutte déformée une force F.

À l'approche de la surface, le bas de la goutte prend une forme de coin, une géométrie très différente de celle que l'on pourrait attendre en lubrification : l'air n'agit donc pas de façon visqueuse mais déforme le liquide de façon inertielle. On peut exprimer en loi d'échelle la force inertielle F exercée par la couche limite sur le bas du liquide : la pression dynamique de l'air $\rho_a V^2$ s'applique sur une surface de l'ordre de $R\delta$, d'où $F \sim \rho_a V^2 R\delta$. Cette force est orientée perpendiculairement à la face aplatie de la goutte, comme indiqué sur le schéma de la figure 1.21.b ; elle a donc deux composantes verticales et horizontales. La composante horizontale de F pousse le liquide parallèlement au flux d'air et explique pourquoi on observe un rebond oblique, et pas vertical comme dans d'autres situations de non-mouillage. La composante verticale de la force de friction inertielle F_z, elle, permet de freiner le liquide qui s'approche de la surface. Pour que la couche limite d'air puisse repousser les gouttes, la force F_z doit résister à la décélération $a \sim \frac{U^2}{R}$ du liquide, dont la vitesse passe de U à 0 sur une distance caractéristique R. La relation de la dynamique projetée selon l'axe vertical z s'écrit donc en lois d'échelle

$$\rho R^3 \frac{U^2}{R} \sim \rho_a V^2 R\delta \cos\theta.$$

On déterminer à partir de cette relation la vitesse critique V^* pour laquelle l'inertie de l'air arrive à arrêter le liquide :

$$V^* \sim \sqrt{\frac{\rho R}{\rho_a \delta \cos\theta}}\, U. \tag{1.6}$$

Cette équation nous permet de comprendre l'amplification mesurée de V^* par rapport à U. Comme δ est égal à une fraction de R, ces deux termes se simplifient en ordre de grandeur. V^* est donc amplifié par rapport à U d'un facteur de l'ordre de $\sqrt{\frac{\rho}{\rho_a}} \simeq \sqrt{1000}$ soit 30 environ, ce qui correspond bien aux valeurs déterminées expérimentalement. La formule (1.6) semble suggérer que V^* est linéaire avec U : il faut cependant tenir compte de la dépendance de δ avec V pour compléter ce modèle, puisque $\delta \sim \sqrt{\frac{R_{pl}\nu_a}{V}}$. La formule donnant V^* est donc changée, et on obtient :

$$V^* \sim \left(\frac{\rho R}{\rho_a^{1/2} \eta_a^{1/2} R_{pl}^{1/2} \cos\theta} \right)^{2/3} U^{4/3} \tag{1.7}$$

ce qui donne des puissances en R et U légèrement différentes de l'équation (1.6).

La figure 1.18.b montre que le modèle donné par la formule (1.7) s'ajuste très bien sur les données expérimentales : on a tracé en pointillés pour chaque rayon de goutte la courbe d'équation $V^* = 0{,}57 \left(\frac{\rho R}{\rho_a^{1/2} \eta_a^{1/2} R_{pl}^{1/2} \cos\theta} \right)^{2/3} U^{4/3}$ (en prenant $\theta = 30°$, mesuré sur la figure 1.21.a). La loi d'échelle proposée semble donc bien expliquer les variations du seuil de rebond V^* avec U, mais également avec le rayon des gouttes R. De plus, le préfacteur devant la loi d'échelle est proche de 1 : ce modèle donne bien des valeurs de V^* proches de celles effectivement mesurées.

On peut également remarquer que la formule (1.7) ne prévoit aucune influence ni de la tension de surface des gouttes γ ni de leur viscosité η, ce qui pourrait expliquer en partie pourquoi sur la figure 1.20 les mesures faites pour l'eau (carrés rouges) et pour l'huile silicone (ronds noirs) suivent une même courbe maitresse.

1.4 Transition entre les régimes de gouttes posées et d'impact

Nous avons distingué pour le moment deux régimes de "goutte posée", où les gouttes sont délicatement déposées sur la surface, et d'impact, pour lesquelles le liquide tombe avec une vitesse initiale U d'au moins une dizaine de centimètres par seconde.

Cependant, lorsqu'on dépose même le plus délicatement possible le liquide sur la surface du plateau en mouvement, il n'a pas une vitesse totalement nulle. Nous avons mesuré pour des gouttes ainsi posées (avec $R = 0{,}75$ mm) les vitesses d'impact U : celles-ci varient en fait beaucoup : entre 4 mm/s et 20 mm/s dans les "mêmes" conditions expérimentales ! Cela est lié à de très nombreux paramètres, comme la vitesse avec laquelle on appuie sur la seringue ou les petites oscillations du plateau qui augmentent ou réduisent la hauteur de chute des gouttes de quelques centaines de micromètres. Il est donc essentiel de savoir si ces variations de vitesses de chute ont un impact sur le seuil de lévitation V^*. D'une façon plus générale, voir ce qui se passe pour des vitesses intermédiaires entre les expériences de goutte posées et d'impact donne une meilleure compréhension de nos expériences. Observe-t-on une transition entre ces deux régimes par exemple ?

Nous avons donc réalisé une expérience dans laquelle nous avons, pour des vitesses de plateau données, laissé tomber des gouttes à des vitesses très basses, allant de la plus faible possible à quelques dizaines de centimètres par seconde (ce qui correspond à une hauteur de chute de 1 mm environ). Nous avons représenté sur la figure 1.22 un diagramme de phase en semi-log montrant les différents régimes observés en fonction de la vitesse V du plateau et la vitesse d'impact U. Les points rouges indiquent les cas où le liquide s'étale totalement sur la surface, les points orange le régime de lévitation sporadique où les gouttes touchent le substrat de façon temporaire, et les verts le cas de la lévitation. Les points noirs et gris sont des situations plus difficiles à définir, où les gouttes lévitent sur quelques millimètres avant de s'écraser sur la surface.

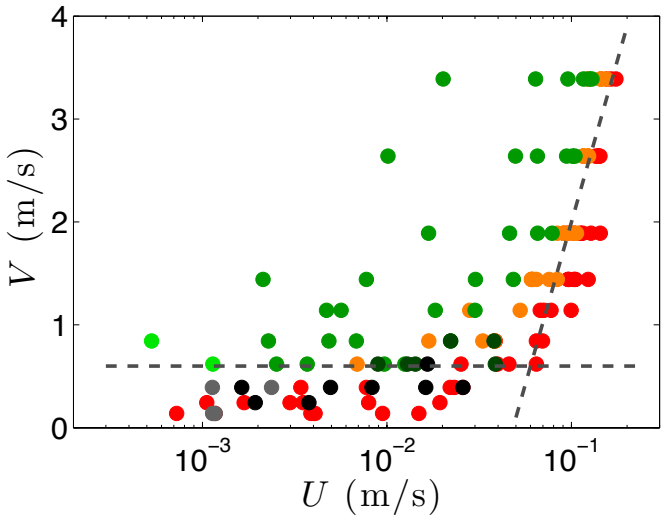


FIGURE 1.22 – Diagramme de phase en semi-log montrant les régimes de lévitation ou de mouillage d'une goutte d'huile silicone ($\eta = 100$ mPa.s, $R = 0{,}75$ mm) qui approche à une vitesse U un plateau en mouvement à vitesse V. En rouge : la goutte s'écrase sur la surface. En orange : la goutte lévite, mais dépose parfois un fin film sur la surface. En vert, la goutte est en lévitation (vert clair, elle lévite, mais toujours attachée à l'aiguille). En noir et en gris sont représentés les régimes plus difficiles à définir, où la goutte vole sur une dizaine de millimètres, puis s'écrase sur la surface (en noir, la goutte est séparée de l'aiguille et en gris, elle est toujours attachée). Les deux traits en pointillés indiquent les valeurs asymptotiques du seuil de lévitation à basse et haute vitesse d'impact.

A basse vitesse d'impact (pour $U <$ 6 cm/s sur la figure 1.22), le seuil entre mouillage et lévitation (souligné par la ligne en pointillés) ne dépend pas de U. En particulier, pour des vitesses U comprises entre 4 et 20 mm/s (qui correspondent aux variations maximales de la vitesse d'impact dans une expérience de goutte posée), V^* ne varie pas de façon significative, ce qui est rassurant au vu des expériences précédentes.

Le seuil mesuré sur la figure 1.22 est de l'ordre de 0,6 m/s, ce qui est en bonne corrélation avec celui trouvé pour les gouttes posées (Fig. 1.12 par exemple), quoique légèrement plus faible. Cette différence est sûrement liée à la méthode de mesure de V^*. En effet, le seuil V^* a été initialement déterminé (cf 1.2.1) comme la vitesse de plateau pour laquelle *toutes* les gouttes étaient systématiquement mises en lévitation. La vitesse d'impact pouvant varier d'une goutte à l'autre, la valeur de

V^* retenue (la plus élevée) correspond aux valeurs de U les plus grandes. Or sur la figure 1.22, on mesure $V^* \simeq 1$ m/s pour $U = 20$ mm/s, : c'est bien la valeur de V^* des expériences de la figure 1.12 et 1.10 pour l'huile silicone.

Autour de $U \simeq 6$ cm/s, on note un changement dans le seuil de lévitation. À partir de cette valeur, V^* augmente linéairement avec U selon une droite de pente 30 environ. La forme de la courbe $V^* = \mathrm{f}(U)$ pour $U > 6$ cm/s n'est pas très surprenante, puisqu'elle correspond à celle observée sur la figure 1.17 pour de plus grandes vitesses d'impact U.

On distingue donc sur la figure 1.22 deux régimes pour V^* :

- Pour $U > 6$ cm/s, la courbe V^*=f(U) augmente linéairement. Comme nous l'avons vu en 1.3.3, cela correspond à un régime où pour permettre le rebond, le film d'air doit pouvoir résister à la soudaine décélération de la goutte. La force dominante exercée par la goutte est donc de nature inertielle.
- Par contre, à plus basse vitesse ($U < 6$ cm/s), V^* ne dépend pas de U. La force qui détermine V^* est donc différente. On peut penser que dans ce régime de gouttes posées, l'air doit pouvoir porter le liquide, et donc résister à son poids.

Reste à savoir pour quelle vitesse d'impact U l'inertie du liquide devient prédominante vis-à-vis de son poids. En loi d'échelle, le poids P s'écrit $\rho R^3 g$, et la force inertielle $\rho R^3 \frac{U^2}{R}$. En égalisant ces deux forces, on peut trouver la vitesse de chute critique U_c à partir de laquelle l'inertie devient dominante. On trouve alors :

$$U_c \sim \sqrt{gR}. \tag{1.8}$$

$U_c \simeq 10$ cm/s pour des gouttes de rayon $R = 1$ mm, ce qui est bien de l'ordre de grandeur du seuil de 6 cm/s mesuré sur la figure 1.22.

Il est possible d'utiliser ce dernier résultat pour vérifier la validité de nos expériences de gouttes posées. En effet, la vitesse à laquelle le liquide est déposé pouveut varier d'un facteur 5 : il est donc important de savoir si toutes les expériences de gouttes posées ont bien été réalisées dans le régime où V^* ne dépend pas de U. Nous avons déjà confirmé que c'était bien le cas pour les plus petites gouttes ; cependant, pour qu'une plus grosse goutte puisse se détacher librement de l'aiguille qui la maintient, elle doit être tenue légèrement plus haut. Elle et a donc potentiellement une vitesse légèrement plus élevée au moment où elle touche la surface : cette vitesse est-elle toujours suffisamment faible pour rester dans le régime "gravitaire" ?
Nous avons donc mesuré les variations maximales de vitesses d'approche U pour différents rayons R variant entre $R = 0{,}75$ mm et $R = 1.3$ mm (points noirs sur la figure 1.23) et nous les avons comparées à la vitesse seuil $U_c \sim \sqrt{gR}$ pour laquelle les effets inertiels jouent un rôle (ligne rouge). Nous avons ajusté le préfacteur devant la courbe de U_c de façon à la faire passer par la mesure expérimentale $U_c = 6$ cm/s réalisée pour $R = 0{,}75$ mm (rond rouge).

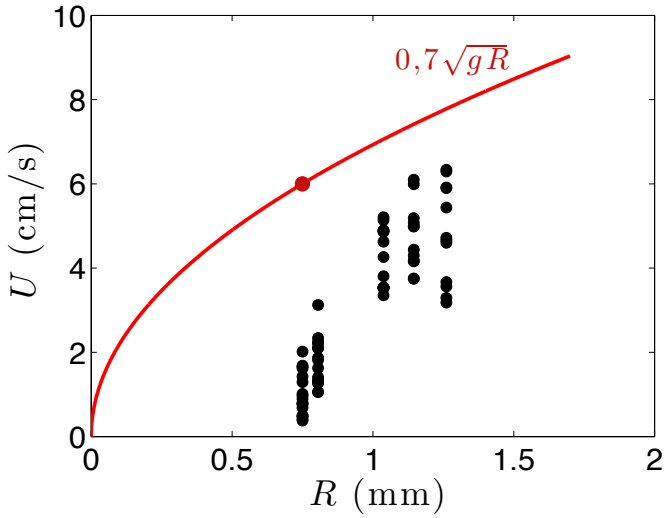


FIGURE 1.23 – Vitesses d'approche de gouttes posées (points noirs) en fonction de leur rayon R. La ligne rouge représente la limite pour laquelle les effets inertiels deviennent prédominants.

On constate que la vitesse d'approche U des plus grosses gouttes est plus élevée que pour les petites, ce qui correspond à notre première intuition. La figure 1.23 montre que ces vitesses restent inférieures à la vitesse critique U_c prédite par la théorie. : on est donc bien dans le régime où le V^* ne dépend pas de U même lorsque R approche la longueur capillaire. Cependant, la vitesse V^* pourrait être légèrement surévaluée pour $R > 1$ mm, car la vitesse d'impact U est proche de U_c.

Conclusion

Nous avons montré ici que du liquide pouvait être repoussée par la couche limite d'air entrainée par le mouvement d'une surface, ici un plateau en rotation. La vitesse minimale que doit avoir la surface V^* pour empêcher le mouillage est complexe à caractériser car elle dépend de très nombreux paramètres. V^* dépend ainsi vitesse d'impact des gouttes, qui délimite deux régimes de gouttes posées ou d'impact ; mais peut également varier dans ces deux limites avec la taille des gouttes, leur tension de surface, ou de leur viscosité. La figure 1.24 résume tous les cas étudiés et les résultats obtenus pour V^*.
Un certain nombre de questions restent en suspens, il nous manque en particulier un critère pour déterminer la vitesse seuil V^* dans le cas des gouttes posées visqueuses. Aucune des approches que nous avons tentées n'a permis de trouver une explication vraiment cohérente avec les résultats expérimentaux.

Pour affiner ces résultats, on pourrait modifier non pas les propriétés des gouttes mais celles du fluide entrainé par le plateau. En changeant la nature du gaz (en prenant de l'argon par exemple deux fois plus visqueux que l'air, ou un gaz lourd comme le SF_6), on pourrait faire varier η_a et ρ_a, et tester la dépendance de V^* avec ces deux paramètres. Par exemple, dans le cas d'impact de gouttes,

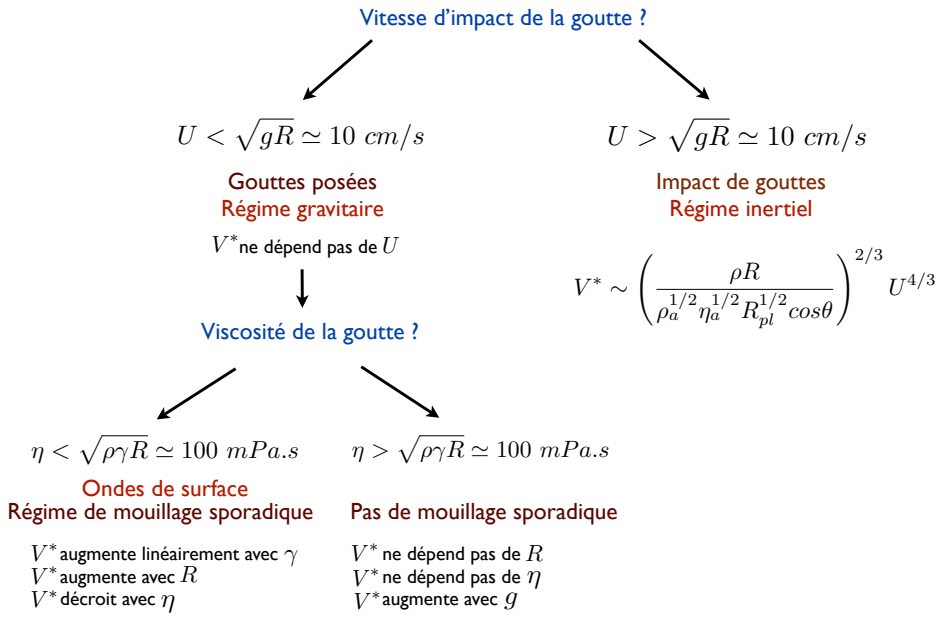


FIGURE 1.24 – Diagramme montrant la dépendance de la vitesse seuil de lévitation V^* en fonction de la vitesse d'impact U, la tension de surface γ, la viscosité η et le rayon R des gouttes.

on s'attendrait à ce que V^* varie comme $\frac{1}{\sqrt{\rho_a}}$, d'après le modèle que nous avons proposé. De plus, dans les expériences de gouttes posées, il serait intéressant de connaître le rôle joué séparément par η_a et ρ_a pour nous aider à comprendre l'origine et la valeur de V^*

Chapitre 2

Lévitation dynamique

Sommaire

2.1 Gouttes lévitantes **41**
2.1.1 Hauteur de lévitation 42
2.1.2 Force de friction 50
2.1.3 Sensibilité aux défauts 57
2.2 Petits palets **60**
2.2.1 Caractérisation du vol du palet 61
2.2.2 Modèle du coin d'air 63
2.2.3 Lévitation des palets 67
2.3 Conclusion, lubrification et tapis volants **69**

On tente ici de mieux caractériser l'état de *lévitation dynamique*, où des objets liquides (des gouttes) ou solides (de petits palets) sont maintenus en lévitation au-dessus d'une surface en mouvement.

2.1 Gouttes lévitantes

Des gouttes délicatement posées près du bord d'un plateau en rotation (Fig. 1.5) peuvent être repoussées par la couche limite d'air mise en mouvement et rester ainsi dans un état de lévitation dynamique au-dessus de la surface. Au-delà de la détermination de la vitesse minimale nécessaire V^* pour empêcher le mouillage de la surface, qui a fait l'objet du premier chapitre, on peut s'intéresser plus particulièrement aux propriétés de la lévitation en elle-même : Quelle est la force qui porte les gouttes ? A quelle hauteur lévitent-t-elles ? Pourquoi sont-elles entrainées sur le plateau ? Quelle trajectoire suivent-elles ? Est-il possible de contrôler leur mouvement ? Autant de questions auxquelles nous tenterons de répondre ici.

Nous nous focalisons sur le vol de gouttes de viscosité $\eta \geqslant 100$ mPa.s. En effet, la lévitation de liquides peu visqueux comme l'eau ou l'éthanol ($\eta \simeq 1$ mPa.s) est perturbée par la présence

d'ondes de surface (cf 1.2.1). Ces gouttes rebondissent, changent de forme avec le temps, ce qui rend les mesures plus complexes et moins reproductibles. Pour cette raison, nous avons utilisé de l'huile silicone de viscosité $\eta = 100$ mPa.s ou des mélanges d'eau et de glycérol de viscosité suffisante pour empêcher l'apparition des ondes de surface. Les gouttes visqueuses gardent ainsi toujours la même forme une fois sur le plateau, une forme qui dépend cependant de la nature du liquide, de la taille de la goutte et de la vitesse V du substrat. La figure 2.1 montre ainsi des images de gouttes d'huile silicone de rayon $R = 1{,}24$ mm en lévitation dynamique pour différentes vitesses V.

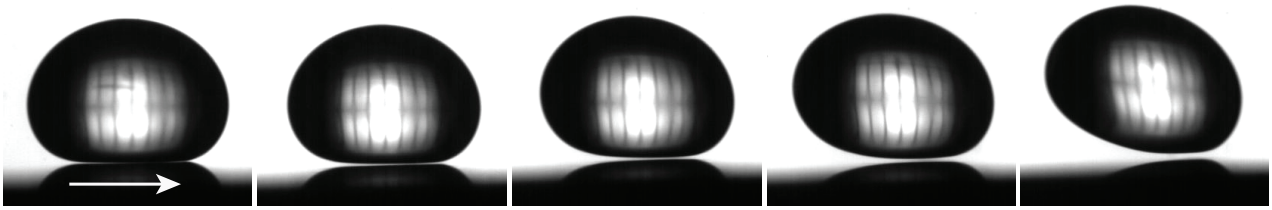


FIGURE 2.1 – Gouttes d'huile silicone (de rayon $R = 1{,}24$ mm et de viscosité $\eta = 100$ mPa.s) en lévitation dynamique pour différentes vitesses V de plateau. La flèche blanche indique le sens de déplacement de la surface.

Etudions tout d'abord la première image, pour $V = 1{,}5$ m/s. Même si on ne distingue pas partout le film d'air qui sépare le liquide du plateau, la goutte est bien en lévitation : l'angle de contact de 180° indique qu'elle ne touche pas la surface, qu'elle aurait naturellement tendance à mouiller. De plus, on remarque que même si elle a un rayon R inférieur à la longueur capillaire a ($a = 1{,}5$ mm pour les huiles silicones), la goutte est significativement déformée par la gravité. En particulier, sa partie inférieure est aplatie sur une distance de l'ordre de R. La taille de cette zone "plate" diminue avec la vitesse V de la surface jusqu'à être quasiment nulle pour $V = 9{,}7$ m/s (Fig. 2.1). On retrouve également sur la figure 2.1 ce que l'on avait déjà observé pour des gouttes plus petites (Fig. 1.8) : le liquide est déformé de façon anisotrope par le flux d'air qui l'entoure, et cette déformation s'accentue quand V augmente. Alors que pour $V = 1{,}5$ m/s on ne distingue que de très légères déformations à l'amont du film d'air sous le liquide, pour $V \geqslant 6{,}7$ m/s sur la figure 2.1 les gouttes sont visiblement penchées vers l'avant. Enfin, l'épaisseur h du film d'air (rendu visible par le trait lumineux entre le bas de la goutte et son reflet) augmente avec la vitesse V du plateau. Alors que le film est trop mince pour être vu pour $V = 1{,}5$ m/s, il atteint une valeur de l'ordre de $R/10$ pour $V = 9{,}7$ m/s. Or il semble essentiel pour caractériser la lévitation dynamique de comprendre comment la hauteur h de lévitation varie avec la vitesse V de la surface.

2.1.1 Hauteur de lévitation

Mesure de l'épaisseur du film d'air

Différentes techniques peuvent être utilisées pour mesurer l'épaisseur de films confinés sous le liquide en lévitation. Une méthode, utilisée par Anne-Laure Biance consiste à étudier la figure de

diffraction d'un faisceau laser créée par la "fente" entre une surface (chaude) et une goutte en caléfaction [44]. Une autre technique est l'interférométrie, qui ne peut se faire que si la surface sous-jacente est transparente. En envoyant un faisceau lumineux à travers la surface, les rayons réfléchis au niveau de la partie supérieure de la surface et de la partie inférieure des gouttes se superposent, formant une figure d'interférences. Avec un laser, on peut ainsi reconstruire en trois dimensions la forme du bas de la goutte , comme cela a été fait par Burton *et al.* [45] en caléfaction ou par Neitzel *et al.* pour lorsque le liquide est maintenu au-dessus d'une surface en mouvement [24]. Cette méthode, si elle est très précise, ne permet cependant pas de mesurer l'épaisseur exacte h du film d'air, mais seulement de connaitre ses variations. Pour obtenir une mesure exacte de h dans leurs expériences de lévitation dynamique, Lhuissier *et al.* [22] ont envoyé un faisceau de lumière blanche, et filmé les interférences colorées obtenues à l'aide d'une caméra rapide couleur. Après un étalonnage préalable, on peut associer à chaque teinte une épaisseur exacte de film. On obtient ainsi en chaque point une mesure de l'épaisseur du film d'air sous les gouttes avec une très grande précision (Fig. 1.4). Cette méthode ne fonctionne malheureusement que pour des épaisseurs de film inférieures à 5 µm [46]. Au-delà, les différentes couleurs se mélangent et on ne distingue plus les franges d'interférences.

Mesurer précisément l'épaisseur d'un film d'air compris entre 10 et 100 µm (comme sur la figure 2.1) n'est donc pas aisé. Notre dispositif expérimental complique encore la mesure, car la goutte en lévitation est mobile et ne reste sur le plateau qu'une seconde environ avant d'en être éjectée. Nous avons donc choisi de mesurer h par une méthode plus directe, bien que moins précise. Nous avons déterminé h à partir d'images de la goutte en lévitation prises à la caméra rapide au grossissement maximal (avec un objectif de 105 mm et des bagues allonge) et à 3000 images par seconde pour obtenir une image nette de la goutte en mouvement. Avec ce dispositif et aux plus basses vitesses V, l'épaisseur du film d'air ne dépasse pas quelques pixels, même sur les images les plus zoomées. Nous avons donc développé une méthode plus fine d'analyse des images, présentée sur la figure 2.2.

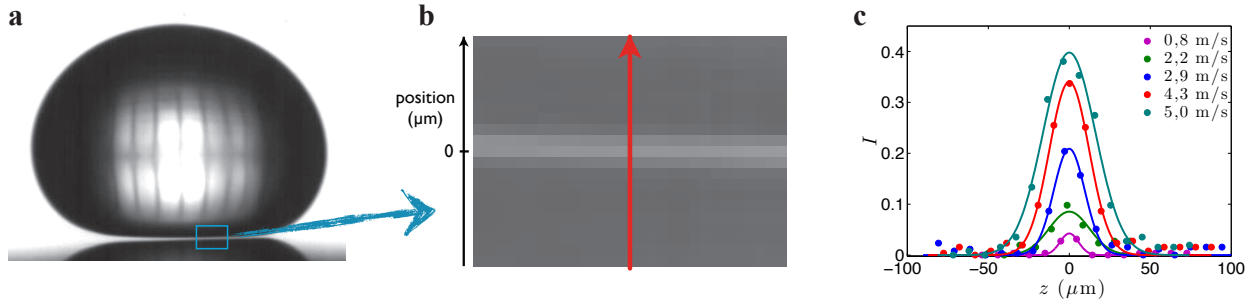


FIGURE 2.2 – Méthode permettant de déterminer l'épaisseur du film d'air sous la goutte. **a**. Goutte d'huile silicone de rayon $R = 1{,}24$ mm en lévitation au dessus d'une surface à vitesse $V = 2{,}9$ m/s. **b**. Zoom de l'image sous la zone plate de la goutte où le film d'air est le plus mince. On mesure l'intensité I de chaque pixel en fonction de la distance z au centre du film (le long de la flèche rouge par exemple). **c**. Courbe $I = \mathrm{f}(z)$ obtenue. Les ronds sont les mesures réalisées et les courbes sont des ajustements des points expérimentaux par des gaussiennes. De la largeur de la gaussienne, on déduit l'épaisseur h du film d'air sous la goutte.

On extrait d'une image de la goutte en lévitation (Fig. 2.2.a) un grossissement de la zone (haute de 15 px et large de 20 px environ, soit un peu moins de 200 µm) où l'épaisseur d'air est la plus faible. On obtient alors une image comme celle de la figure 2.2.b, pixellisée et en nuances de gris. On distingue, en haut et en bas, la goutte et son reflet sur le plateau métallique séparés par une zone plus claire, dont l'épaisseur est égale à deux fois celle du film d'air. (L'effet miroir de la surface en aluminium joue ainsi le rôle d'un zoom supplémentaire.) Pour des gouttes de rayon R proche de la longueur capillaire a, et pour des vitesses de plateau V pas trop élevées, l'épaisseur d'air est constante dans la petite zone considérée, comme pour la figure 2.2.b.

A l'aide du logiciel Matlab, on parcourt verticalement l'image de la figure 2.2.b (selon la flèche rouge) et on mesure pour chaque pixel la différence d'intensité lumineuse I par rapport à la zone la plus sombre. On obtient alors une série de points (les cercles colorés sur la figure 2.2.c) que l'on peut ajuster par une gaussienne (trait continu). La figure 2.2.c montre ainsi l'intensité I de chaque pixel en fonction de la distance z au centre du film pour différentes vitesses V de plateau. On observe sur la figure 2.2.c que les points $I = f(z)$ sont tous bien ajustés par des gaussiennes, d'autant plus hautes et larges que la vitesse V du plateau est élevée. Même si le film d'air n'est épais que de quelques pixels sur les images initiales, on peut donc distinguer facilement sur les courbes de la figure 2.2.c les mesures réalisées pour des vitesses V assez proches. On déduit ensuite des courbes $I = f(z)$ l'épaisseur h du film, pris comme la largeur à mi-hauteur des gaussiennes.

Afin d'affiner la mesure, cette expérience a été répétée au moins 5 fois pour chaque vitesse V de plateau, varié entre 0,8 et 7 m/s. Au-delà de 7 m/s, les gouttes sont significativement penchées vers l'avant, comme le montre la figure 2.1. Même s'il est possible déterminer une épaisseur minimale de film sous la goutte pour $V > 7$ m/s, nous avons choisi de ne pas considérer ces cas, sensiblement différents de ce que l'on observe à plus basse vitesse.

La figure 2.3 présente les résultats obtenus : l'épaisseur h du film d'air est tracée en fonction de V pour des gouttes d'huile silicone de rayon $R = 1{,}24$ mm. Dans cette expérience de lévitation dynamique, le film a une épaisseur h d'une dizaine de micromètres environ, une valeur comparable, quoique légèrement plus faible, aux épaisseurs typiques pour une goutte en caléfaction [44].

On remarque de plus sur la figure 2.3 que la valeur de $h \simeq 8 \pm 2$ µm trouvée aux plus faibles vitesses ($V = 0{,}8$ m/s) est en bonne corrélation avec celle mesurée par Lhussier *et al.* à l'aide des interférences couleur : ils avaient ainsi obtenu $h = 5{,}0$ µm pour une goutte de rayon $R = 1{,}4$ mm pour une vitesse de surface $V = 1{,}4$ m/s. Cela confirme en partie la validité de notre méthode de mesure, y compris aux vitesses les plus faibles où l'épaisseur h est la moindre et donc la plus difficile à mesurer. La figure 2.3 montre enfin que h est une fonction croissante de V, ce que l'on avait pressenti d'après les images des expériences (Fig. 2.1).

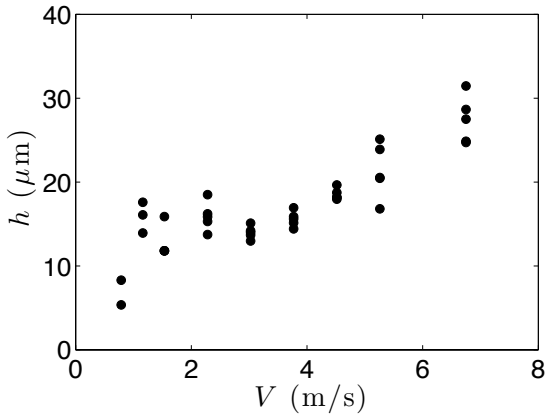


FIGURE 2.3 – Hauteur de lévitation h de gouttes d'huile silicone de viscosité $\eta = 100$ mPa.s et de rayon $R = 1{,}24$ mm en fonction de la vitesse V de la surface sur laquelle elles sont déposées.

Une expérience de Landau-Levich-Derjaguin inversée ?

Une épaisseur d'une dizaine de micromètres correspond également à l'épaisseur typique des films liquides obtenus en tirant une plaque hors d'un bain, comme présenté sur la figure 2.4 dans une expérience de Landau-Levich-Derjaguin (LLD) du nom des chercheurs qui l'ont caractérisée. Landau, Levich [47] et Derjaguin [48] ont ainsi montré que l'épaisseur h du film entrainé augmente avec la vitesse de la plaque selon une loi $h \propto V^{2/3}$. L'épaisseur d'air h entrainé sous la goutte en lévitation augmentant également avec V, ceci suggère une analogie entre les deux expériences de Landau-Levich-Derjaguin et de lévitation dynamique présentée sur la figure 2.4. On pourrait ainsi imaginer que dans l'expérience de lévitation dynamique un film d'air est tiré sous la goutte par la surface en mouvement (Fig. 2.4.a), de la même façon qu'un film liquide est tiré dans l'air par la surface dans l'expérience de LLD (Fig. 2.4.b).

Pour poursuivre l'analogie, tentons tout d'abord de comprendre la loi qui détermine l'épaisseur h du film liquide dans l'expérience de LLD.

Lorsqu'on tire une surface hors d'un bain liquide, on crée une déformation supplémentaire de l'interface liquide sur une petite région de taille l au-delà du ménisque statique (présent lorsqu'il n'y a pas de mouvement). La déformation est à l'origine d'un gradient de pression qui résiste au mouvement du fluide. On peut écrire le gradient de pression $\frac{\partial P}{\partial x} \sim \frac{\triangle P}{l}$ où $\triangle P$ est la différence de pression entre le ménisque statique et le film. Le ménisque étant courbé avec un rayon de courbure a (où a est la longueur capillaire) le liquide à cet endroit est en dépression par rapport à la pression atmosphérique p_0 [49] : on a $p_{menisque} \sim p_0 - \frac{\gamma}{a}$, où γ est la tension de surface du liquide. De plus, comme le film entrainé par la plaque a une épaisseur h constante, sa pression est égale à la pression atmosphérique p_0. On obtient ainsi

$$\triangle P \sim \frac{\gamma}{a} \quad et \quad \frac{\partial P}{\partial x} \sim \frac{\gamma}{al}.$$

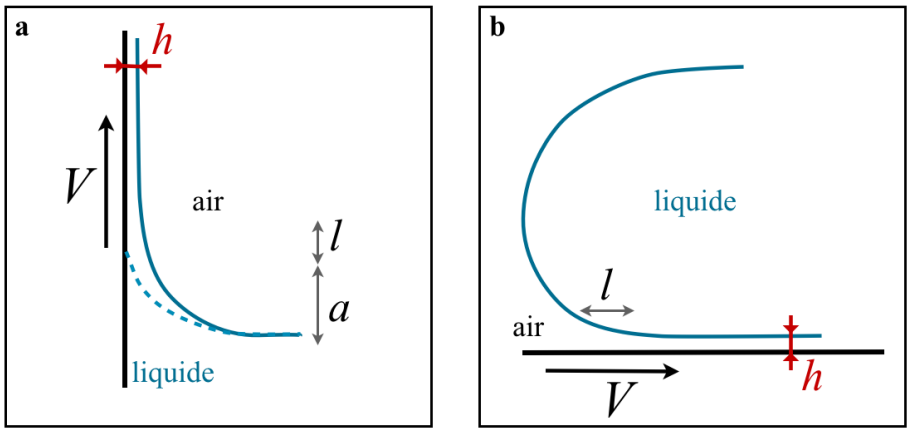


FIGURE 2.4 – **a**. Expérience de Landau-Levich-Derjaguin : un film liquide d'épaisseur h est tiré hors d'un bain par une plaque qui monte à la vitesse V. Le ménisque statique, de taille caractéristique égale à la longueur capillaire a (représenté en pointillés) est déformé sur une distance l par le liquide entrainé. **b**. Analogie avec la goutte en lévitation dans l'expérience de lévitation dynamique. Le fluide entrainé ici est de l'air tiré sous la goutte par le mouvement de la surface. Le bas de la goutte est alors défomé sur une petite portion de taille l par l'air qui s'engouffre.

L'équilibre du gradient de pression avec les forces volumiques visqueuses responsables de l'entrainement du film d'air donne :

$$\frac{\eta V}{h^2} \sim \frac{\gamma}{al},$$

d'où

$$h \sim \left(\frac{al\eta V}{\gamma}\right)^{1/2}, \tag{2.1}$$

où η est la viscosité du liquide entrainé, h l'épaisseur du film liquide et V la vitesse du plateau.

Pour déterminer l'épaisseur du film liquide, reste à trouver une loi caractérisant la taille de la déformation l induite par le mouvement. On peut le faire par un argument de courbure : le ménisque dynamique, d'épaisseur $\simeq h$, doit se raccorder avec le ménisque statique. Cela n'est possible que si sa courbure est de l'ordre de $1/a$, d'où $h \sim l^2/a$. En reportant la valeur de l ainsi trouvée dans l'équation de h, on en déduit :

$$h \sim a\left(\frac{\eta V}{\gamma}\right)^{2/3} \tag{2.2}$$

Cette formule fait apparaitre le nombre capillaire $Ca = \frac{\eta V}{\gamma}$ qui compare les forces visqueuse et capillaire, ce qui semble logique : la viscosité du liquide est responsable de son entrainement par la surface, et les forces capillaires s'y opposent car cela engendre des déformations supplémentaires.

Comment pourrait-on adapter ce modèle à la goutte en lévitation ? Sur la figure 2.4.b, on montre ce que serait une expérience Landau-Levich "inversée" où de l'air est maintenant tiré sous le liquide. Les équations caractérisant le mouvement restent les mêmes, avec deux changements notables :

– Le fluide entrainé étant de l'air, c'est sa viscosité η_a qu'il faut prendre en compte.
– La longueur caractéristique dans cette nouvelle configuration n'est plus la longueur capillaire a mais le rayon R de la goutte. C'est lui qui définit la surpression au sein du liquide par rapport à l'air ($\triangle P = \frac{\gamma}{R}$) et la courbure du ménisque dynamique (qui doit être de l'ordre de $1/R$).

En reprenant les équations précédentes, on trouve alors :

$$h \sim R \left(\frac{\eta_a V}{\gamma} \right)^{2/3} \tag{2.3}$$

Cette formule est similaire à celle de Bretherton [50], pour le mouvement d'une grosse bulle dans un tube rempli de liquide. L'épaisseur minimale de liquide h entre la bulle et le tube suit alors la loi (2.3), où R est le rayon du tube (et également la hauteur de la bulle, confinée par le solide).

Pour vérifier si ce modèle s'accorde avec les épaisseurs de film mesurées expérimentalement, nous avons tracé en log-log sur la figure 2.5 les valeurs de h adimensionnées par la taille de la goutte R en fonction du nombre capillaire Ca. La courbe en pointillés trace la fonction $h/R = 0{,}65\ Ca^{2/3}$.

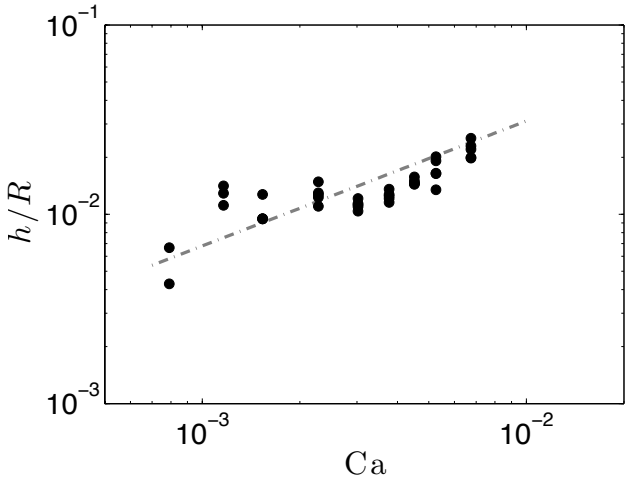


FIGURE 2.5 – Diagramme en log-log montrant l'épaisseur h du film d'air sous la goutte (adimensionnée par leur rayon R) en fonction du nombre capillaire $Ca = \frac{\eta_a V}{\gamma}$ pour une goutte d'huile silicone (η = 100 mPa.s) de rayon R =1,24 mm. La courbe en pointillés a pour équation $h/R = 0{,}65 Ca^{0{,}66}$.

On remarque que les données donnant l'épaisseur h en fonction du nombre capillaire Ca s'ajustent plutôt bien sur la courbe $h/R = 0{,}65\ Ca^{2/3}$ (tracée en pointillées sur la figure 2.5) ce qui suggère que la loi de puissance proposée dans l'équation (2.3) peut expliquer nos résultats expérimentaux. De plus, l'équation (2.3) prévoit des hauteurs de lévitation h de l'ordre de $10^{-3} \left(\frac{10^{-5}}{10^{-2}} \frac{1}{} \right)^{2/3} \simeq 10^{-5}$ m pour une goutte millimétrique en lévitation au dessus d'une surface de vitesse $V = 1$ m/s. Or nous trouvons justement des épaisseurs de l'ordre d'une dizaine de micromètres dans nos expériences.
On peut également noter que la loi de LLD n'est valable pour de petites déformations de la surface liquide, c'est à dire pour des nombres capillaires $Ca = \frac{\eta V}{\gamma} \ll 1$. De façon étonnante, c'est bien le cas dans notre système exotique, malgré les grandes vitesses de déplacement de la surface. Cela est dû

au fait que le liquide entrainé, ici l'air, est très peu visqueux. La vitesse V élevée et la faible viscosité η_a de l'air se compensent de telle sorte que le nombre capillaire qui caractérise l'entrainement d'air sous la goutte est inférieur à 10^{-2} : on est donc dans le domaine de validité de l'équation de LLD.

Cette loi prévoit également une dépendance en $\gamma^{-2/3}$ et en R, qu'il nous est possible de vérifier en changeant la nature du liquide ou la taille des gouttes. Nous avons donc refait cette expérience avec des gouttes d'un mélange de glycérol et d'eau, de même viscosité que l'huile ($\eta = 100$ mPa.s) mais de tension de surface au moins trois fois plus élevée ($\gamma \simeq 20$ mN/m pour l'huile et $\gamma \simeq 70$ mN/m pour le glycérol). Nous avons considéré deux séries de gouttes de tailles différentes, l'une de même taille que les gouttes d'huile silicone utilisées précédemment ($R = 1{,}24$ mm) et de rayon R plus élevé ($R = 1{,}68$ mm).

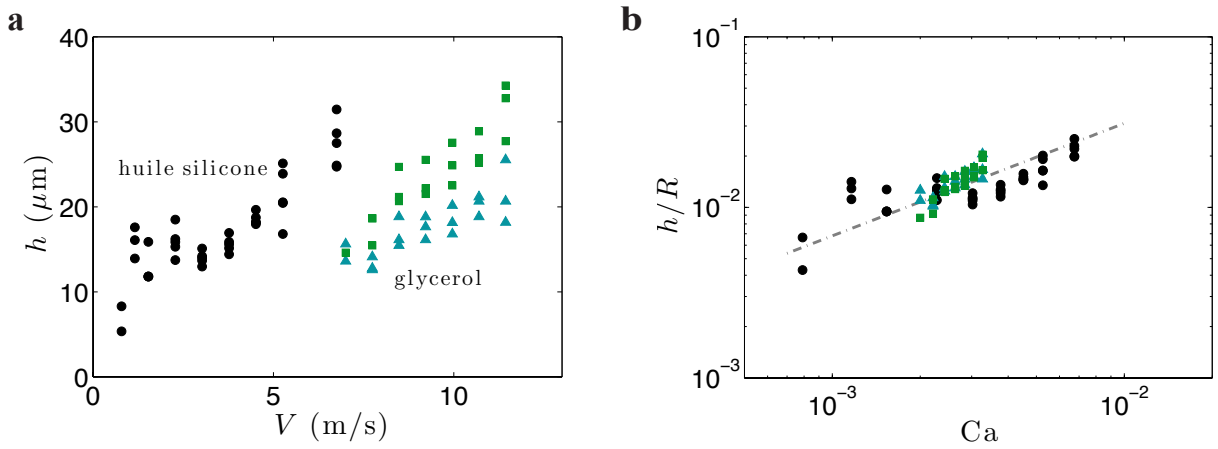


FIGURE 2.6 – Épaisseur du film d'air pour des gouttes de même viscosité $\eta = 100$ mPa.s, soit d'huile silicone (◯ : $R = 1{,}24$ mm), soit d'un mélange de glycerol et d'eau (□ : $R = 1{,}68$ mm, △ : $R = 1{,}24$ mm) **a**. Représentation de h en fonction de la vitesse V du plateau pour les trois séries. **b**. h/R en fonction du nombre capillaire $Ca = \frac{\eta_a V}{\gamma}$, où η_a est la viscosité de l'air et γ la tension de surface de la goutte. Sur ce graphique en log-log, toutes les données expérimentales se regroupent sur une droite d'équation $0{,}65\,Ca^{0{,}66}$ (tracée en pointillés).

Sur la figure 2.6.a, on montre les valeurs mesurées de l'épaisseur h du film d'air pour les trois séries de gouttes, d'huile silicone de rayon $R = 1{,}24$ mm (ronds noirs), de glycérol de rayon $R = 1{,}24$ mm (triangles bleus) et de glycérol de rayon $R = 1{,}68$ mm (carrés verts) en fonction de la vitesse V de la surface. L'amplitude de vitesses accessibles pour les gouttes de glycérol est plus faible que pour les huiles silicones : la vitesse la plus basse pour laquelle on peut réaliser des mesures d'épaisseur de film est de l'ordre de 6 m/s, et on ne peut pas trop augmenter la vitesse car, comme pour les huiles silicones, les gouttes s'inclinent vers l'avant quand V augmente, rendant les mesures peu fiables.

La comparaison des courbes $h = f(V)$ pour des gouttes d'huile silicone et de glycérol de même rayon $R = 1{,}24$ mm (Fig. 2.6.a, ronds noirs et triangles bleus) montre qu'à taille identique la hauteur de lévitation du glycérol est plus faible que celle de l'huile silicone. Ainsi, pour $V \simeq 7$ m/s, on mesure

$h \simeq 27$ µm pour l'huile et $h \simeq 14$ µm pour le glycérol, ce qui représente une réduction de presque 50 % de l'épaisseur du film d'air pour alors que la tension de surface des gouttes est multipliée par 3 environ. De plus, si l'on compare les mesures de h réalisées pour deux gouttes de même nature mais de taille différente (triangles bleus et carrés verts sur la figure 2.6), on constate que h est systématiquement plus élevé pour $R = 1{,}68$ mm que pour $R = 1{,}24$ mm. Le film d'air sous des gouttes plus grandes est donc plus épais.

Ces deux observations sont en bon accord avec les variations prédites par la théorie, qui prévoit que h diminue avec γ et augmente avec R. Pour vérifier si ces nouvelles données confirment la théorie de façon plus quantitative, nous avons tracé en log-log sur la figure 2.6.b les variations de h/R en fonction du nombre capillaire Ca pour les gouttes du mélange eau/glycérol et d'huile silicone. Tous les points expérimentaux, pour l'huile silicone et les deux séries de gouttes de glycérol se superposent sur une même courbe $h/R = f(Ca)$ sur la figure 2.6. Cela nous donne deux informations : tout d'abord, les deux séries de rayons différents se superposent, ce qui suggère que la dépendance linéaire de h avec R prédite par la formule (2.3) se vérifie (même si cette expérience devrait être complétée pour d'autres tailles de gouttes). De plus, à rayon R identique, les points expérimentaux de l'huile silicone (ronds noirs) et du glycérol (triangles verts) se superposent sur une même droite, de pente 0,66 en log-log. Cette expérience semble donc valider la dépendance en $Ca^{2/3}$ de la formule (2.3).

Combinées, ces expériences semblent donc bien confirmer l'idée que l'air est entrainé sous la goutte selon un mécanisme de Landau-Levich-Derjaguin inversé où la hauteur h de lévitation de la goutte suit une loi de la forme $h \sim R\left(\frac{\eta_a V}{\gamma}\right)^{2/3}$.
En outre, l'équation de la droite en pointillés sur la figure 2.6 est $h/R = 0{,}65\, Ca^{2/3}$: le préfacteur de l'équation (2.3) est donc 0,65, une valeur proche de 1. Il a cependant une valeur plus faible que celle attendue de la théorie de Bretherton [50] pour une bulle d'air dans de l'eau, où il est égal à 1,34. É. Lorenceau [51] trouve également un préfacteur plus faible qu'attendu pour un cas d'entrainement d'air dans de l'eau par un jet visqueux. Or l'inversion des viscosités entre le liquide entrainé et le fluide environnant change les conditions aux limites entre le liquide et le gaz. Si l'eau entrainée sous une bulle avance à une vitesse V uniforme, l'air tiré sous une goutte immobile suit un écoulement de Couette. Or la condition de non-glissement a pour effet d'augmenter l'épaisseur du film d'un facteur $2^{2/3}$ [50] [52] (sans changer la loi d'échelle) : l'inversion des rôles de l'eau et de l'air n'explique donc pas la réduction du préfacteur, au contraire. Une autre hypothèse serait de tenir compte de la taille finie des gouttes dans nos expériences, alors qu'elles sont infiniment longues dans le modèle de Bretherton. Les expériences de Schwartz [52] semblent en effet montrer que le film s'affine lorsque la longueur des bulles, maintenues dans un tube, diminue.

Forme du film d'air sous la goutte

La méthode d'analyse d'images présentée sur la figure 2.2 permet également de déterminer la forme de la base des gouttes en lévitation, en mesurant l'épaisseur h du film d'air sur toute la largeur

des gouttes (Fig. 2.2.a) et non pas simplement dans la zone de plus faible épaisseur. Cela permet d'obtenir une idée du profil de l'interface liquide/air pour différentes vitesses V. Ces mesures ont été réalisées à partir des images des gouttes d'huile silicone de rayon $R = 1{,}24$ mm présentées sur la figure 2.1 et utilisées pour déterminer $h(V)$ (Fig. 2.3). Sur la figure 2.7, nous avons tracé les courbes $h(x)$ à différentes vitesses V du plateau. x est la position horizontale sous la goutte parallèlement à la surface ; $x = 0$ est pris au milieu de la goutte.

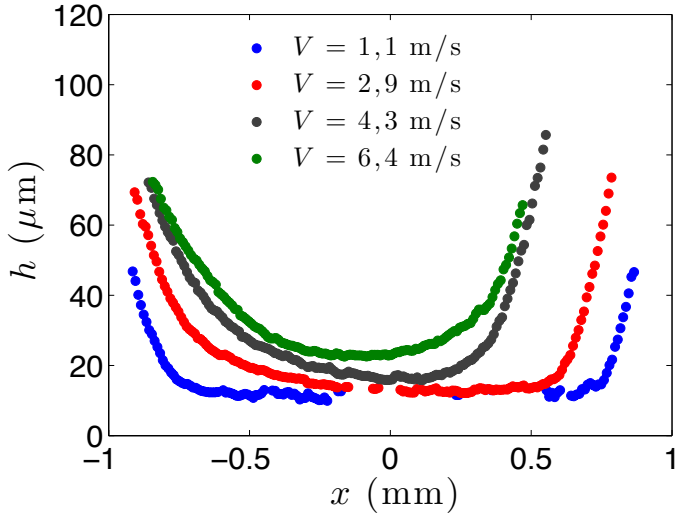


FIGURE 2.7 – Épaisseur h du film d'air en fonction de la position x sous la goutte et de la vitesse V de la surface, pour une goutte d'huile silicone de viscosité $\eta = 100$ mPa.s et de rayon $R = 1{,}24$ mm.

On constate que le bas de la goutte, s'il est très plat à basse vitesse, l'est de moins en moins au fur et à mesure que la vitesse V de la surface augmente. Dès $V = 2{,}9$ m/s, le film d'air semble former un coin sous le liquide. Il est cependant très difficile de donner une estimation de la valeur de l'angle caractéristique de ce coin d'air : la goutte étant naturellement courbée cet angle varie selon la position x où il est pris. (On verra cependant en 2.2 qu'il peut être mesuré avec des objets solides.) Cette figure souligne également l'amplitude des déformations imposées par le mouvement de l'air : à $V = 6{,}4$ m/s, la goutte ne lévite pas seulement plus haut qu'à $V = 1{,}1$ m/s, elle a une forme très différente, ce qui doit modifier la nature des forces qui s'appliquent sur elle.

2.1.2 Force de friction

La couche limite d'air entrainée par la surface, en s'engouffrant sous la goutte, lui permet de léviter à une hauteur h, qui comme nous l'avons vu semble varier comme $RCa^{2/3}$. Mais la goutte ne reste pas simplement en lévitation : une fois déposée, elle avance au-dessus de la surface jusqu'à finalement tomber hors du plateau, après un vol de quelques centimètres. La figure 2.8 montre par exemple les positions successives d'une goutte d'huile silicone posée à 1 cm du bord du plateau en mouvement. Les images sont séparées de 12,5 ms.

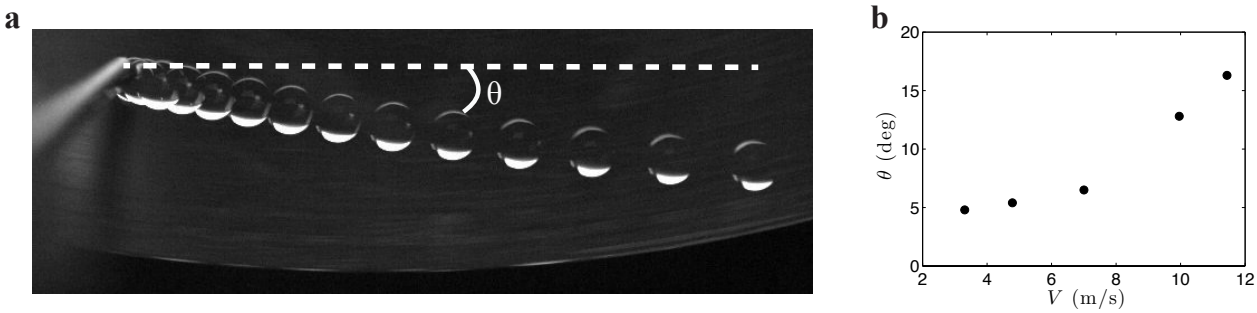


FIGURE 2.8 – **a**. Positions successives d'une goutte d'huile silicone de rayon $R = 1{,}25$ mm posée à 1 cm environ du bord du plateau en mouvement. La vitesse de la surface sous l'aiguille est $V = 3{,}5$ m/s. Les images sont séparées de 12,5 ms. **b**. Mesure de l'angle θ entre la trajectoire de la goutte et la tangente au plateau (pointillés en **a**), en fonction de la vitesse V de la surface.

L'huile, qui a une vitesse nulle lorsqu'elle est déposée, est accélérée au cours de son vol (sur la Fig 2.8 la distance qui sépare deux images successives de la goutte est de plus en plus grande). Elle est donc entrainée par le mouvement de l'air autour d'elle. Sur la figure 2.8, elle atteint une vitesse $u = 0{,}35$ m/s quand elle arrive au bord du plateau, une vitesse faible par rapport à la vitesse $V = 3{,}5$ m/s de la surface. On constate de plus sur cette image que la trajectoire de l'huile est linéaire, mais n'est pas tangentielle au mouvement du plateau. On appelle θ l'angle entre la trajectoire du liquide et la tangente au disque au niveau de l'aiguille (représentée par des pointillés sur la figure 2.8.a). Pour caractériser le mouvement du liquide, on peut tracer l'angle θ en fonction de la vitesse V du plateau (Fig. 2.8.b). On constate que plus la surface va vite, plus θ est grand. Le mouvement radial de l'air, qui augmente avec la vitesse de la surface, change donc la direction dans laquelle le liquide est entrainé.

Mesure de la force de friction

On peut déterminer la force F_d d'entrainement qu'exerce l'air environnant sur le liquide, responsable de son mouvement. Pour cela, nous avons utilisé une méthode indirecte, en se basant sur la mesure des positions successives $x(t)$ de la goutte le long de la droite caractérisant sa trajectoire. Nous avons pris comme origine $x = 0$ la position de l'aiguille, pour laquelle la vitesse u de la goutte est nulle. La figure 2.9.a montre les mesures de $x(t)$ réalisées pour de l'huile silicone pour un rayon $R = 1{,}25$ mm à différentes vitesses de plateau V.

On remarque que $x(t)$ augmente comme t^2, comme le montrent les lignes fines qui sont un ajustement des points expérimentaux par des paraboles. De plus, $x(t)$ croit d'autant plus rapidement que la vitesse V du plateau est élevée.

On peut modéliser la variation parabolique de $x(t)$ si la seule force qui s'exerce sur la goutte est la force de friction F_d. En effet, la loi de la dynamique prévoit pour une goutte de masse m :

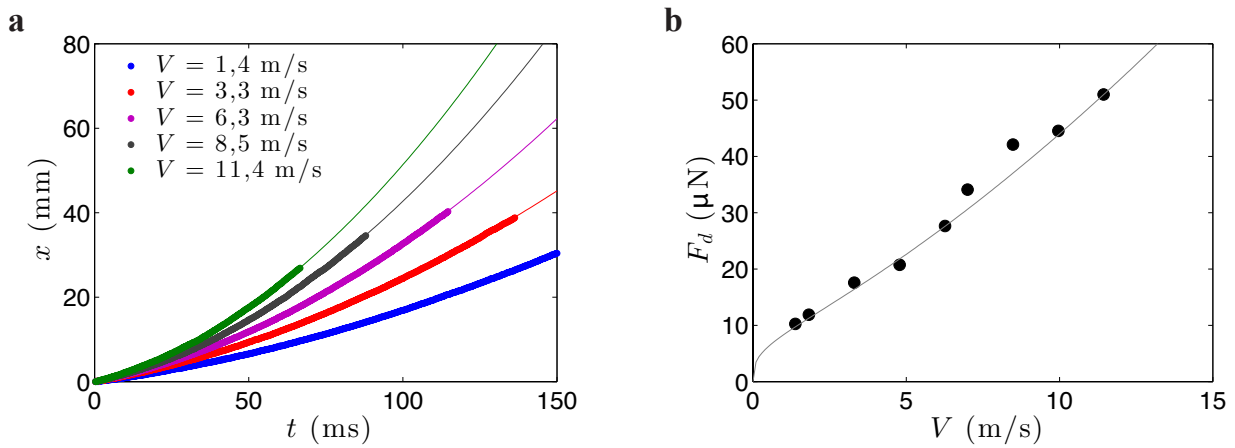


FIGURE 2.9 – **a**. Position x d'une goutte d'huile silicone de rayon $R = 1{,}25$ mm en fonction du temps, pour différentes vitesses de plateau. Les lignes sont l'ajustement des données par des paraboles. **b**. Force de trainée F_d en fonction de la vitesse V du plateau, déduite des ajustements des paraboles. La ligne grise est un ajustement de la courbe par une fonction de la forme $F_d = \alpha\ (\eta_a^{1/3}\gamma^{2/3})\ RV^{1/3} + \beta\sqrt{\eta_a\rho_a R_{pl}}\ RV^{3/2}$ avec $\alpha = 3$ et $\beta = 0{,}55$ des constantes (eq. (2.6)).

$$m\frac{d^2x}{dt^2} = F_d$$

En intégrant deux fois cette relation, avec pour conditions aux limites $x(t=0) = 0$ et $\frac{dx}{dt}(t=0) = u(t=0) = 0$ on trouve la relation suivante pour $x(t)$:

$$x(t) = \frac{1}{2}\frac{F_d}{m}\ t^2 \tag{2.4}$$

qui augmente bien en t^2.

A l'aide de la formule (4.6), on peut déduire la valeur de la force de friction F_d qui accélère la goutte à partir des ajustements des mesures expérimentales de $x(t)$ par des paraboles (Fig. 2.9). Les valeurs de F_d obtenues sont tracées en fonction de V sur la figure 2.9.b. On constate que la force de friction exercée par l'air est de l'ordre de quelques dizaines de µN, une valeur comparable au poids P des gouttes ($P \sim \rho R^3 g \simeq 10^3\ 10^{-9}\ 10 \simeq 10^{-5}$ N). On remarque de plus que F_d augmente avec la vitesse V du plateau. La courbe $F_d = \mathrm{f}(V)$ peut être ajustée par une droite qui ne passe pas par l'origine, ou bien (comme le montre la ligne grise sur la figure 2.9.b) par une fonction plus complexe de la vitesse (eq. (2.6), voir plus loin).

L'augmentation presque linéaire de F_d avec la vitesse V du plateau a été observée dans toutes les expériences que nous avons réalisées, y compris avec des fluides différents comme du glycérol. La figure 2.10 montre ainsi les mesures réalisées pour des gouttes de glycérol pur (de viscosité η = 1000 mPa.s) de rayon $R = 1{,}2$ mm. On peut ainsi, comme pour les huiles silicones, ajuster ces points par une droite ou par la somme de deux fonctions en $V^{1/3}$ et $V^{3/2}$ (ce que suggère plus loin l'équation (2.6)). On remarque enfin que les valeurs de la force de friction, mesurées pour le glycérol sont du même ordre de grandeur que pour les huiles : $F_d \simeq 10^{-5}$ N.

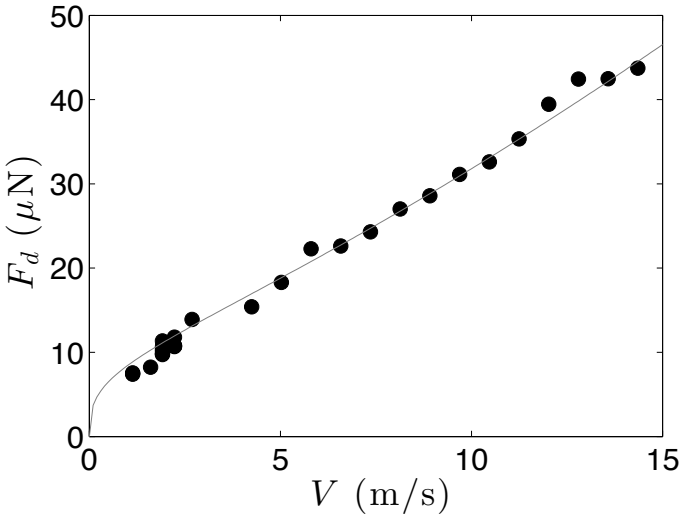


FIGURE 2.10 – Mesure de la force de friction F_d exercée par l'air sur une goutte de glycérol ($\eta = 1000$ mPa.s) en fonction de la vitesse V du plateau. Le rayon R des gouttes vaut $R = 1{,}2$ mm. La courbe pointillée est un ajustement par une fonction de la forme $F_d = \alpha\ (\eta_a^{1/3}\gamma^{2/3})\ RV^{1/3} + \beta\sqrt{\eta_a\rho_a R_{pl}}\ RV^{3/2}$, où $\alpha = 1{,}5$ $\beta = 0{,}3$ sont des constantes (eq. (2.6)).

Origine et modèle pour la force de friction

La force de friction F_d qui pousse les gouttes vers l'avant semblant augmenter linéairement avec la vitesse V du plateau, on pourrait penser que F_d est d'origine visqueuse. Si l'air autour de la goutte, cisaillé sur une distance R se comporte comme un fluide visqueux, on peut déterminer une formule pour F_d de la forme $F_d \sim \eta_a RV$, où η_a est la viscosité de l'air. Cette loi simple présente l'avantage de proposer une force de friction linéaire avec V. Cependant, un rapide calcul d'ordre de grandeur nous donne $F_d \simeq 10^{-5}10^{-3}10 \simeq 10^{-7}$ N, soit deux ordres de grandeur en dessous de la valeur $F_d \simeq 10^{-5}$ N trouvée expérimentalement. Il faut donc chercher une autre origine, peut-être moins évidente, à la force de friction.

Pour cela, nous allons tout d'abord étudier plus précisément l'interaction de la goutte avec la couche limite d'air qui l'entoure.
Une première information à considérer est l'épaisseur de la couche limite. Comme nous l'avons vu au premier chapitre (en 1.1.3), au delà d'une distance égale à $3\delta = 3\sqrt{\frac{\eta_a R_{pl}}{\rho_a V}}$, on peut considérer que la vitesse de l'air, inférieure à $V/10$ est quasi-nulle. En comparant cette épaisseur 3δ au diamètre des gouttes $2R$ (Fig. 1.7) on se rend compte qu'au delà de $V \simeq 2$ m/s, la partie supérieure de la goutte est toujours hors de la couche limite ($3\delta < 2R$). Dans les expériences présentées sur les figures 2.9 et 2.10, la couche limite est donc plus mince que les gouttes pour quasiment toutes les vitesses considérées.

Une seconde information essentielle pour caractériser l'interaction de la goutte avec la couche limite est de savoir si l'air qui l'entoure se comporte comme un fluide inertiel ou visqueux. Pour répondre

à cette question, nous allons considérer séparément deux cas : celui de l'air qui contourne la goutte, cisaillé sur une distance R, et celui de l'air confiné sous la goutte, cisaillé sur une épaisseur h correspondant à l'épaisseur du film.
Les deux nombres de Reynolds associés à ces deux configurations peuvent être déterminés (comme au paragraphe 1.2.3. On trouve alors, pour une goutte millimétrique en lévitation au dessus de la surface de vitesse $V = 10$ m/s :

- Le nombre de Reynolds de l'air autour de la goutte, qui s'écrit $Re_R = \frac{\rho_a R V}{\eta_a}$ vaut $Re_R \simeq \frac{1 10^{-3} 10}{10^{-5}} \simeq 10^3$. C'est une valeur élevée ($10^3 \gg 1$), ce qui signifie que l'air, en dépassant la goutte exerce sur elle une force inertielle.

- Le second nombre de Reynolds, dans le film d'air sous la goutte, s'écrit $Re_h = \frac{\rho_a V h^2}{\eta_a R}$, une formule différente due au confinement de l'air (formule (1.2)). Le calcul donne $Re_h \simeq \frac{1}{10^{-5}} \frac{10}{10^{-3}} \frac{10^{-5}}{} \simeq 10^{-1}$ pour un film d'air d'épaisseur $h \simeq 10$ µm (Fig. 2.3). Le nombre Re_h est inférieur à 1 : sous la goutte, le film d'air confiné se comporte donc comme un fluide visqueux.

La goutte est donc potentiellement soumise à deux forces : une force inertielle F_i due à l'air qui la contourne par le côté et une force visqueuse F_η qui s'applique sur sa surface inférieure, et qui l'entraine avec le plateau. Pour savoir laquelle de ces deux forces est prédominante, une analyse d'ordre de grandeur s'impose.
Considérons tout d'abord la force visqueuse. La vitesse de l'air, de l'ordre de grandeur de V, varie sur une épaisseur h, d'où grad$(V) \sim V/h$. Comme la force s'applique sur une surface égale à la zone "plate" sous la goutte de surface d'ordre R^2, F_η s'écrit donc en loi d'échelle :

$$F_\eta \sim \eta_a \frac{V}{h} R^2.$$

Pour une vitesse de plateau V de 1 m/s, la figure 2.3 donne $h = 5$ µm, d'où $F_\eta \simeq \frac{15.10^{-6}.1}{5.10^{-6}}(10^{-3})^2 \simeq 3$ µN pour une goutte millimétrique. Pour $V = 10$ m/s, on a $h \simeq 30$ µm d'où une force de friction est légèrement plus élevée : $F_\eta \simeq 5$ µN.
Déterminons dans un second temps la force de friction inertielle F_i qui s'exerce autour de la goutte. Comme la goutte est immergée dans la couche limite sur une épaisseur $\delta < R$, la pression inertielle de l'air $\rho_a V^2$ exercée sur la goutte ne s'applique que sur une surface de taille caractéristique $R\delta$. On trouve alors en loi d'échelle :

$$F_i \sim \rho_a V^2 R \delta.$$

Le calcul de F_i donne $F_i \simeq 3$ µN pour $V = 1$ m/s (avec $\delta \simeq 300$ µm, figure 1.7) et $F_i \simeq 100$ µN pour $V = 10$ m/s (et $\delta = 100$ µm).

On remarque donc qu'il n'est pas possible de négliger une des deux forces inertielle ou visqueuse par rapport à l'autre. Les deux forces F_η et F_i qui s'exercent sur la goutte sont du même ordre de grandeur pour $V = 1$ m/s et restent proches lorsque V augmente (même si la force inertielle l'emporte aux plus hautes vitesses). La force totale qui s'exerce sur la goutte F_d est donc une force

visco-inertielle, égale à la somme des deux forces qui s'appliquent sous et autour de la goutte. On a donc : $F_d = \alpha\ F_\eta + \beta\ F_i$, avec α et β deux constantes de l'ordre de 1. En remplaçant F_η et F_i par les formules précédentes, on a ainsi :

$$F_d = \alpha\ \eta_a \frac{V}{h} R^2 + \beta\ \rho_a R \delta V^2 \tag{2.5}$$

En utilisant les formules (2.3) et (1.1), on peut exprimer h et δ en fonction de V. On trouve alors :

$$F_d = \alpha\ \eta_a V R \left(\frac{\eta_a V}{\gamma}\right)^{-2/3} + \beta\ \rho_a R \sqrt{\frac{\eta_a}{\rho_a} R_{pl}}\ V^{3/2}$$

avec γ la tension de surface de la goutte et R_{pl} le rayon du plateau en rotation. En développant ces équations, on exprime F_η comme la somme de deux fonctions, l'une en $V^{1/3}$ et l'autre en $V^{3/2}$:

$$F_d = \alpha\ (\eta_a^{1/3} \gamma^{2/3})\ R V^{1/3} + \beta \sqrt{\eta_a \rho_a R_{pl}}\ R V^{3/2} \tag{2.6}$$

Pour vérifier la validité de l'équation (2.6) peut tenter d'ajuster les valeurs des paramètres α et β pour faire correspondre la courbe prédite avec les données expérimentales. En posant $\alpha = 3$ et $\beta = 0{,}55$, la courbe théorique s'ajuste très bien avec les mesures expérimentales de $F_d = f(V)$ de la figure 2.9.b. De façon surprenante, la somme d'une fonction en $V^{1/3}$ et d'une autre en $V^{3/2}$ donne une courbe quasi-linéaire, qui s'accorde bien avec les résultats de nos expériences. La zone où l'équation (2.6) prédit une forte variation F_d avec V, pour $V < 1$ m/s, n'est pas accessible expérimentalement, car les gouttes à ces vitesses ne peuvent être maintenues en lévitation.

D'après l'équation (2.6), on s'attend à ce que la force F_d augmente linéairement avec le rayon R des gouttes. Pour vérifier cette prédiction, nous avons tracé la courbe $F_d = f(V)$ pour de l'huile silicone et différents rayons R allant de $R = 0{,}7$ mm à $R = 1{,}3$ mm (Fig. 2.11).

Sur la figure 2.11 on a représenté par des traits continus la prédiction des variations de F_d d'après l'équation (2.6). Les paramètres α et β sont fixés aux valeurs $\alpha = 3$ et $\beta = 0{,}55$ qui ajustent les données de la figure 2.9. On constate que le modèle proposé s'adapte ici aussi très bien avec les données expérimentales. Sans paramètre ajustable (α et β étant fixés), les courbes théoriques (traits continus) sont très proches des mesures de F_d (ronds colorés) pour les trois rayons de gouttes les plus grands, ce qui semble confirmer la prédiction théorique $F_d \propto R$.

En revanche, le modèle surestime la force de friction pour les gouttes les plus petites ($R = 0{,}70$ mm), ce que l'on voit sur la figure 2.11 où la prédiction théorique (ligne bleue continue) est au dessus des points expérimentaux (ronds bleus). Cette différence peut s'expliquer par un facteur géométrique : alors que les grosses gouttes sont aplaties par leur poids, les petites gouttes ont une forme quasi-sphérique. La zone où le film d'air est confiné sous la goutte, de taille caractéristique R^2 pour les grosses gouttes, est donc plus faible pour les petites gouttes : cela change l'expression de la force de friction visqueuse, qui sera donc plus faible pour les gouttes non déformées par la gravité. En

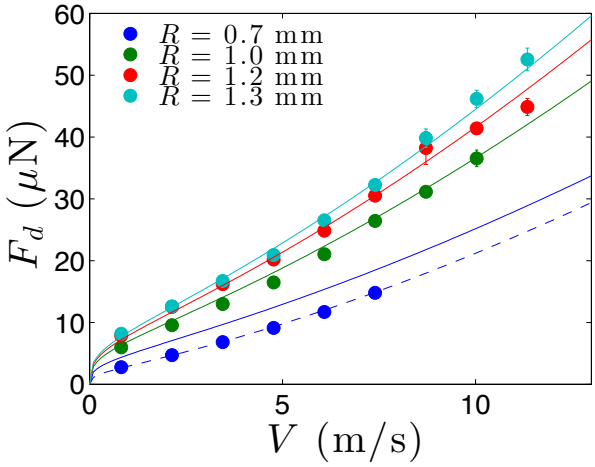


FIGURE 2.11 – Force de friction F_d en fonction de la vitesse V de la surface pour des gouttes d'huile silicone de viscosité $\eta = 100$ mPa.s et de rayon R varié entre $R = 0{,}7$ mm et $R = 1{,}3$ mm. Les lignes continues colorées tracent les courbes $F_d = \alpha\ (\eta_a^{1/3}\gamma^{2/3})\ RV^{1/3} + \beta\sqrt{\eta_a \rho_a R_{pl}}\ RV^{3/2}$ pour les 4 rayons de gouttes considérées, avec $\alpha = 3$ et $\beta = 0{,}55$ (équation (2.6)). La ligne en pointillés bleu montre le meilleur ajustement pour les gouttes de plus petit rayon $R = 0{,}7$ mm, avec $\alpha = 1{,}7$.

diminuant la valeur du coefficient α (1,7 au lieu de 3), on constate que les points bleus sont bien ajustés, comme le montre la ligne en pointillés sur la figure 2.11.

Nous pouvons enfin tenter d'ajuster le modèle théorique sur les mesures de F_d réalisées pour des gouttes de glycérol (Fig. 2.10). Il faut alors imposer des coefficients α et β légèrement différents. Sur la figure 2.10, la courbe grise représente donc l'équation (2.6) avec $\alpha = 1{,}5$ et $\beta = 0{,}3$. Comme pour l'huile silicone, la valeur réduite de α peut s'expliquer par un facteur géométrique : à rayon égal, une goutte de glycérol, qui a une tension de surface plus élevée que l'huile, a une forme plus ronde, ce qui réduit d'autant la force de friction visqueuse. De plus, comme la goutte est moins aplatie, elle est plus haute et donc d'autant moins immergée dans la couche limite. Cela pourrait expliquer une diminution de la force de trainée et la valeur de β réduite par rapport à l'huile silicone.

Contrôle du mouvement des gouttes

Les mesures de F_d montrent en particulier que la force de friction qui entraîne les gouttes sur la surface du plateau est de l'ordre de quelques dizaines de µN, ce qui correspond justement en ordre de grandeur à la valeur de leur poids P. Cela signifie que si on pose le liquide sur un plan incliné, la force F_p est susceptible de compenser partiellement la gravité.

Nous avons donc réalisé une expérience dans laquelle nous avons incliné la surface du plateau en rotation d'un angle α de 22 degrés. On a déposé des gouttes d'huile silicone de rayon $R = 0{,}94$ mm à 1 cm du bord du plateau, du côté où la surface sous la goutte remonte la pente. Le liquide en lévitation est alors soumis à deux forces (Fig. 2.12.a) :

– La projection de son poids $P = mg\ \sin\alpha$, qui le pousse à descendre.
– La force d'entrainement F_d qui s'y oppose. On peut contrôler la valeur de F_d en changeant la vitesse V du plateau, comme nous l'avons vu précédémment.

On observe que selon la vitesse V de la surface, la goutte en lévitation peut soit descendre (pour des vitesses telles que $P = mg\sin\alpha > F_d(V)$), ou remonter le long de la surface ($F_d(V) > P$), comme le montre la figure 2.12.b. En modifiant finement la valeur de la vitesse V du plateau, on peut également trouver la force d'entrainement qui compense exactement la gravité, ce qui permet de maintenir le liquide parfaitement immobile sur la surface du plateau.

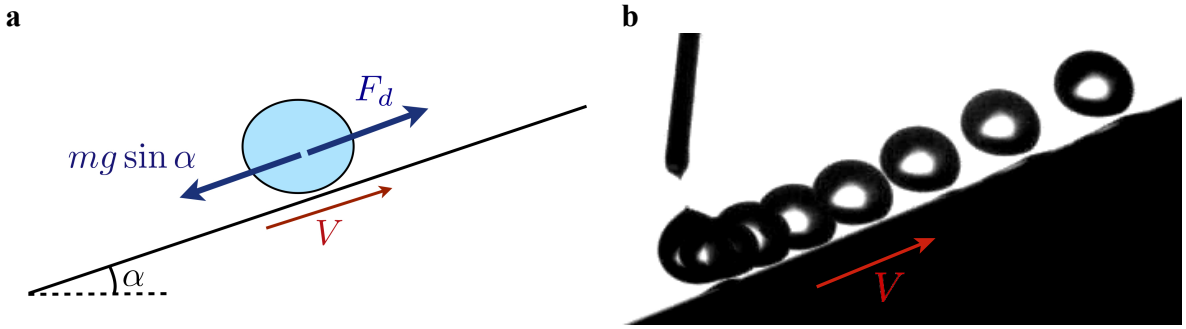


FIGURE 2.12 – **a**. Schéma montrant les forces qui s'appliquent sur une goutte en lévitation au-dessus d'une surface en mouvement (à vitesse V) penchée d'un angle α. D'un côté, son poids $P = mg\sin\alpha$ la pousse à descendre, mais la force d'entrainement F_d de l'air dans la couche limite y résiste. **b**. Diagramme temporel montrant le comportement d'une goutte d'huile silicone de viscosité $\eta = 100$ mPa.s et de rayon $R = 0{,}94$ mm posée sur une surface inclinée d'un angle de 22 degrés qui se déplace vers le haut à une vitesse $V = 8$ m/s. La force de friction qui s'exerce sur la goutte lui permet de remonter contre la gravité (photos séparées de 8 ms).

Le dispositif expérimental de plateau tournant incliné permet donc le contrôle des gouttes à deux niveaux. Tout d'abord, il est possible de contrôler leur mouillage, puisque les gouttes peuvent soit toucher la surface pour $V < V^*$ soit rester en lévitation pour $V > V^*$. On maitrise ensuite leur mouvement en jouant sur la vitesse V de la surface : on peut choisir ainsi de faire monter, descendre ou encore de maintenir sur place le liquide. On peut également imaginer utiliser ce dispositif de plateau incliné pour trier des gouttes : à vitesse V donnée, les plus grosses gouttes descendront tandis que les plus petites monteront.

2.1.3 Sensibilité aux défauts

Est-il également possible de contrôler la position des gouttes sur une surface horizontale ? Un premier pas serait par exemple de les empêcher de tomber de la surface du plateau après un vol de quelques centimètres, comme elles le font normalement (Fig. 2.8). Nous avons imaginé deux techniques pour les maintenir artificiellement sur le plateau, soit le long d'un sillon gravé dans la surface, soit contre un mur posé sur le bord du plateau.

Sillons creusés dans le plateau

Dans un premier temps, nous nous sommes demandés s'il était possible de piéger la goutte le long d'une piste creusée dans le plateau. Pour cela, nous avons gravé sur des surfaces en plexiglas des sillons circulaires de 300 µm de profondeur à l'aide d'une machine de découpe laser. On trace sur chaque plateau trois rainures de largeur variable, entre 50 µm et 2 mm. On dépose ensuite des gouttes d'huile silicone à l'intérieur du cercle délimité par les sillons, comme présenté sur la figure 2.13.a.

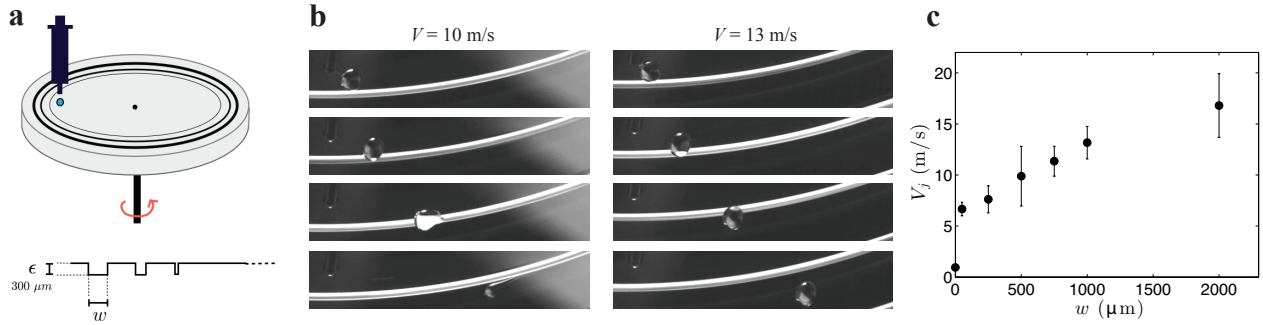


FIGURE 2.13 – **a**. Montage expérimental. Le plateau est gravé de sillons circulaires de 300 µm de profondeur et de largeur w variable, allant de 50 µm à plusieurs millimètres. On dépose la goutte sur le plateau à l'intérieur des sillons. **b**. Exemples de configurations observées pour une goutte d'huile silicone de viscosité $\eta = 100$ mPa.s et de rayon $R = 1{,}25$ mm. La goutte n'est jamais piégée par les sillons. Pour $V = 10$ m/s, la goutte touche un des bords du sillon et touche la surface. Pour $V = 13$ m/s, au dessus d'une vitesse critique V_j, la goutte lévite au dessus du sillon sans que sa trajectoire ne soit perturbée. **c**. Vitesse V_j pour laquelle la goutte peut franchir le sillon en fonction de la largeur des gravures w.

La figure 2.13.b montre les deux comportements observés lorsqu'une goutte d'huile approche un sillon de largeur $w = 500$ µm. Contrairement à ce qu'on avait espéré, le liquide n'est jamais maintenu dans le sillon. Pour des vitesses inférieures à une vitesse critique, le bas de la goutte touche le bord du sillon et mouille la surface, alors que le haut de la goutte continue (temporairement) de léviter (ce que l'on voit pour $V = 10$ m/s sur la figure 2.13.b). L'huile est donc étirée sur la surface au fur et à mesure de son avancée. On remarque qu'elle ne reste pas piégée dans le sillon et qu'elle s'étale tout en avançant vers l'extérieur du plateau. Pour $V = 13$ m/s, la figure 2.13.b montre un phénomène significativement différent : la goutte est maintenue en lévitation tout en franchissant le sillon, sans que sa trajectoire n'en soit significativement perturbée.

En faisant varier la vitesse V du plateau, on peut déterminer la vitesse critique V_j pour laquelle le liquide n'est plus perturbé par la présence du "défaut" dans la surface du plateau. Dans l'exemple de la figure 2.13, on trouve ainsi $V_j = 11$ m/s, pour un rayon $R = 1{,}25$ mm et un sillon de taille $w = 500$ µm. En répétant cette expérience pour différentes largeurs w de sillons, on a tracé la vitesse critique V_j en fonction de w, comme reporté sur la figure 2.13.c pour des gouttes d'huile silicone de rayon $R = 1{,}25$ mm. On observe que V_j augmente avec la taille des défauts, passant de $V_j = 6{,}5$ m/s pour un sillon de 50 µm à $V_j = 17$ m/s pour le sillon large de 2 mm. Ces vitesses sont toutes très

supérieures à la vitesse seuil de lévitation V^*, de l'ordre de 1 m/s pour de l'huile silicone (représenté par le point noir pour $w = 0$ sur la figure 2.13.c).

Si la présence de sillons ne permet pas de capturer les gouttes, cette expérience nous a permis d'apprécier la sensibilité de la lévitation aux défauts de la surface. Ainsi, la présence d'un défaut, même assez petit comme une rainure de 50 µm de profondeur, est susceptible d'engendrer un contact avec la surface pour des vitesses de l'ordre de quelques mètres par seconde. Au contraire, pour des vitesses de plateau très élevées ($V \simeq 15$ m/s), de très gros défauts de l'ordre de la taille de la goutte ne semblent plus perturber son vol.

Plateau muré

Pour capturer le liquide, nous avons tenté dans un second temps de placer des murs de 4 mm de hauteur au niveau du bord du plateau. Les gouttes, posées à l'intérieur de cette enceinte en rotation, ne peuvent pas en sortir. La figure 2.14 montre une séquence de positions (vue de dessus) d'une goutte d'huile silicone de rayon $R = 1{,}25$ mm en lévitation sur le plateau (à vitesse $V = 7$ m/s) en présence d'un mur rendu visible par l'arc de cercle blanc. Cette image montre que le mur est effectivement capable de maintenir l'huile sur le plateau : celle-ci peut rebondir contre la paroi, pourtant hydrophile. Une couche limite d'air se crée donc également le long du mur, et elle est capable de repousser le liquide qui s'en approche. La vitesse nécessaire pour que la goutte ne mouille pas les murs (de l'ordre de 5 m/s) est nettement plus élevée que la vitesse de lévitation ($V^* = 1$ m/s pour l'huile silicone), ce qui peut être lié à des défauts de surface du mur, ou bien à la nature de la couche limite le long de la paroi, plus complexe que celle présente au niveau de la surface.

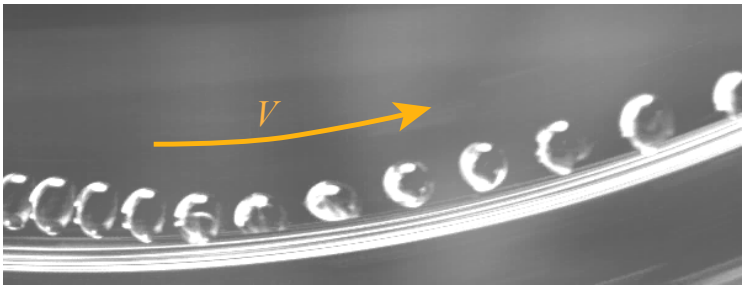


FIGURE 2.14 – Vue de dessus d'une goutte d'huile silicone de rayon $R = 1{,}25$ mm rebondissant sur un mur circulaire de 4 mm de hauteur placé au bord du plateau. La flèche orange indique la direction de mouvement du plateau, qui se déplace à une vitesse $V = 7$ m/s au niveau du mur.

Cependant, nous n'avons pas réussi à maintenir de façon durable la goutte en lévitation au dessus du plateau : après un parcours d'une dizaine de centimètres, le liquide entre systématiquement en contact avec la surface. Une première hypothèse pourrait être la présence de défauts au niveau du mur ou de la surface, ou des perturbations dans la couche limite liées à la présence du mur.

Nous pouvons cependant proposer une autre explication, basée sur les observations précédentes. Comme on le voit très bien sur la figure 2.14 la goutte est accélérée au cours de son mouvement sur le plateau : les images de la goutte, séparées d'un même temps $\delta t = 10$ ms sont de plus en plus distantes. Nous avons déjà caractérisé cette force de friction F_d, responsable de l'entrainement du liquide : la figure 2.9 nous rappelle que pour une vitesse V de 5 m/s, F_d est de l'ordre de 20 µN. Si la goutte est uniformément accélérée par la force F_d, sa vitesse u au bout d'une distance x de l'ordre d'une dizaine de centimètres peut être calculée ; et on trouve $u \sim \sqrt{\frac{2F_d x}{\rho R^3}} \simeq 3{,}5$ m/s. C'est une vitesse élevée, et proche de la vitesse $V = 5$ m/s du plateau. La différence de vitesse entre goutte et plateau est donc considérablement réduite au bout de quelques secondes de lévitation : elle est alors trop faible pour permettre la lévitation et le liquide entre en contact avec le plateau.
Au bout d'un voyage d'une dizaine de centimètres environ, la goutte va trop vite et donc condamnée à toucher la surface du plateau, ce qui explique pourquoi nous n'avons jamais réussi à lui faire faire plus d'un demi-tour. Pour la maintenir en lévitation, on peut imaginer accélérer continûment la vitesse V du plateau afin de maintenir une différence notable entre les vitesses u et V. Incliner le plateau de l'angle α pour lequel les gouttes sont maintenues sur place serait une autre solution envisageable.

2.2 Petits palets

Dans un second temps, nous nous sommes demandés si de petits objets solides pouvaient être repoussés par le mouvement de la surface, de façon la même façon que des liquides. Nous avons donc fabriqué de petits palets en plexiglas de rapports d'aspect différents. Leur rayon R est ainsi varié entre $R = 3$ mm et $R = 5$ mm, et leur épaisseur e entre 2 et 4 mm. Ils sont déposés à un centimètre environ du bord du plateau en rotation en les poussant délicatement hors d'une rampe légèrement inclinée.

Comme pour les gouttes, les petits palets lévitent lorsque la vitesse du plateau est suffisamment élevée. Ils avancent alors au-dessus de la surface à une vitesse bien inférieure à V. La figure 2.15 montre des images de palets en lévitation pour trois vitesses V. On distingue clairement sur ces photos un mince film d'air qui sépare le palet de son reflet, caractéristique de la lévitation. Comme pour les gouttes, l'épaisseur minimale h_0 du film d'air sous le palet (Fig. 2.16) augmente avec la vitesse V du plateau, ce que montre la comparaison des images de la figure 2.15.a et .c : pour $V = 5{,}3$ m/s on ne distingue qu'un trait de lumière sous le palet alors que pour $V = 10{,}7$ m/s, h_0 est nettement plus visible.

On remarque aussi que l'angle d'inclinaison θ du palet (défini sur la figure 2.16) croît sensiblement avec la vitesse V du plateau. Entre les images 2.15.a et 2.15.c, la vitesse de la surface sous le palet a été doublée, et θ a augmenté d'un facteur 10 environ. L'épaisseur maximale du film d'air sous la goutte, $h_1 = h_0 + 2R\theta$ (pour des angles θ petits) est ainsi une fonction fortement croissante de V.

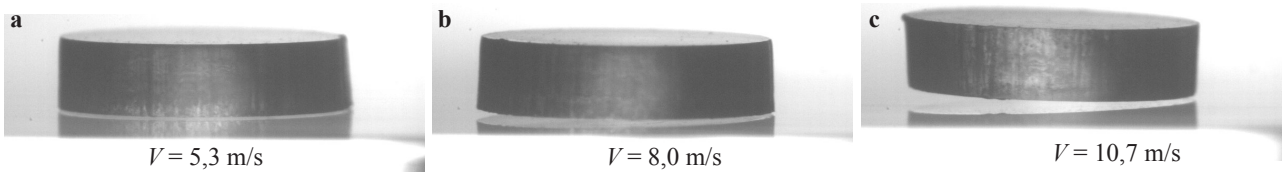


FIGURE 2.15 – Images d'un palet de rayon R = 4,5 mm et d'épaisseur e = 2 mm en lévitation au-dessus d'une surface en mouvement pour trois différentes vitesses : V = 5,3 m/s (**a**), V = 8,0 m/s (**b**) et V = 10,7 m/s (**c**). On distingue clairement un mince film d'air entre le disque et son reflet, qui caractérise de la lévitation.

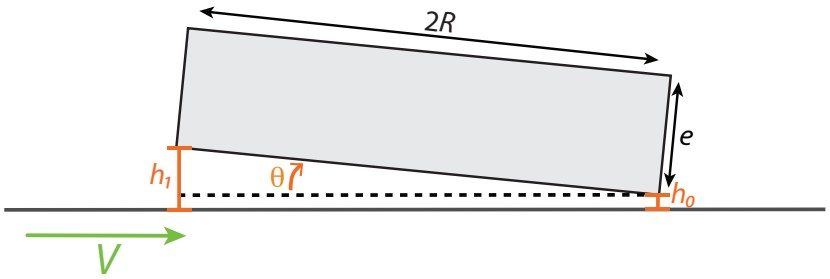


FIGURE 2.16 – Schéma d'un petit palet en lévitation au-dessus d'une surface en mouvement à la vitesse V. Le palet a un diamètre $2R$ et une épaisseur e. Il lévite, incliné d'un angle θ. On note h_0 la distance minimale à la surface et $h_1 = h_0 + 2R\theta$ l'épaisseur maximale du film d'air sous le palet.

Il est difficile de déterminer la vitesse seuil V^* de lévitation de ces objets, car elle est très dépendante de la façon dont ils sont déposés : s'ils sont légèrement inclinés sur un côté lorsqu'on les approche de la surface, ils touchent le plateau. Dans ce cas, ils ne sont pas entrainés avec la surface comme les gouttes mais éjectés à très grande vitesse hors du plateau, ce qui complique les expériences. Nous pouvons cependant estimer cette vitesse seuil à 4 ou 5 m/s environ ; vitesse la plus faible pour laquelle nous avons pu mettre en lévitation les palets utilisés dans nos expériences.

2.2.1 Caractérisation du vol du palet

Pour caractériser la lévitation du palet, nous pouvons donc voir comment la hauteur de lévitation h_0 et l'angle d'inclinaison θ dépendent de la vitesse V du plateau. On peut aussi faire varier les dimensions du palet, comme son rayon R et son épaisseur e. Les mesures de h_0 et θ ont été réalisées directement sur des images similaires à celles de la figure 2.15, prises à la caméra rapide (à 3000 images par seconde). Pour avoir une estimation des erreurs expérimentales, nous avons, pour chaque ensemble de paramètres (V, R et e) réalisé 5 fois la même expérience de lévitation, mesuré h_0 et θ sur chacune puis moyenné.

Dans un premier temps, nous avons mesuré l'épaisseur du film d'air sous le palet. La figure 2.17 montre les épaisseurs minimales h_0 (cercles) et maximales h_1 (losanges) de l'épaisseur du film d'air en fonction de V. Cette expérience a été réalisée pour trois palets de même épaisseur (e = 2 mm)

mais de rayons R différents.

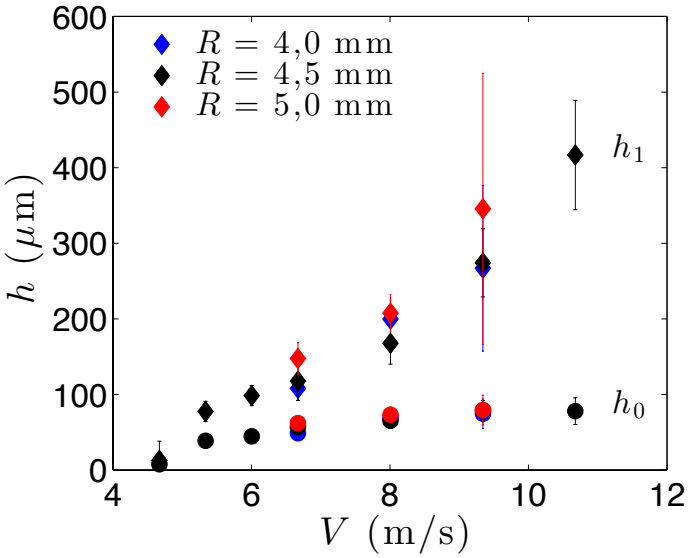


FIGURE 2.17 – Hauteur de lévitation des palets au-dessus de la surface en mouvement. Les hauteurs minimale (h_0, ronds) et maximale (h_1, losanges) sont tracées en fonction de la vitesse V du plateau. Les données correspondant à trois palets de rayon $R = 3$ mm, $R = 4$ mm et $R = 5$ mm sont représentées par des couleurs différentes

.

Sur la figure 2.17 on observe que pour des vitesses $V < 8$ m/s la hauteur minimale de lévitation h_0 augmente avec V, puis semble atteindre une valeur de saturation autour de $h_0 \simeq 80$ µm pour $V > 8$ m/s. Ces épaisseurs de film d'air, de l'ordre de quelques dizaines de µm, sont du même ordre de grandeur que celles mesurées pour des gouttes en lévitation (Fig. 2.6). La hauteur maximale $h_1 = h_0 + R\theta$ augmente toujours avec V pour atteindre 400 µm environ pour $V = 10{,}6$ m/s. Les barres d'erreur, de plus en plus grandes alors que la vitesse V augmente, sont liées au mouvement du palet, dont l'angle d'inclinaison oscille aux plus grandes vitesses. C'est pour cette raison que nous n'avons pas considéré le cas $V > 12$ m/s : nos mesures ne sont plus fiables pour ces grandes vitesses où θ varie avec le temps.
Les résultats obtenus pour des palets de 3 rayons R différents se superposent sur la figure 2.17. Cela suggère que ni h_0 ni h_1 ne dépendent de R. On pourrait remarquer que la dépendance de l'épaisseur du film avec h est différente pour des gouttes, où on avait $h \sim R\,Ca^{2/3}$. Cependant, ici l'épaisseur des palets est fixée à deux millimètres, alors que la hauteur des gouttes est naturellement variée lorsqu'on change leur rayon R. L'avantage des palets sur les gouttes est que l'on peut justement décorréler les effets de leur rayon et leur épaisseur et les étudier séparément. En outre, contrairement aux gouttes, il est aisé de déterminer la valeur de l'angle d'inclinaison θ : c'est cet angle θ que nous allons tenter de mieux caractériser par la suite.

La figure 2.18 montre les variations de θ en fonction de la vitesse du plateau (Fig. 2.18.a), du rayon R du palet (Fig. 2.18.b) et de son épaisseur e (Fig. 2.18.c).

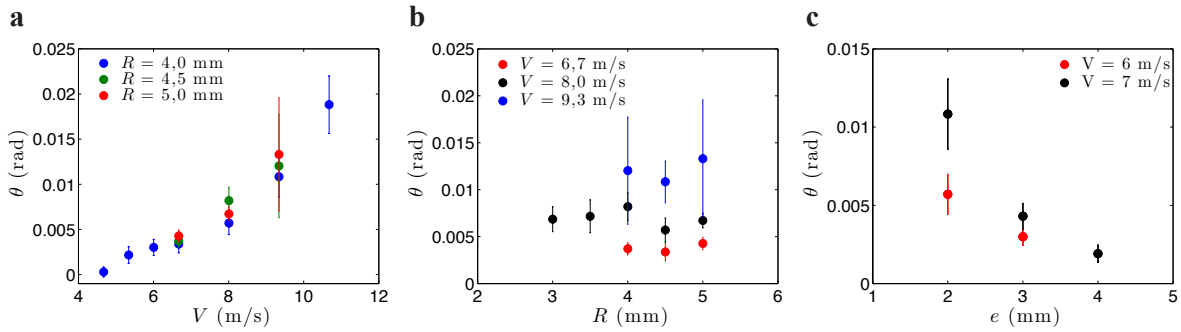


FIGURE 2.18 – Angle θ d'inclinaison d'un petit palet en plexiglas en lévitation au dessus d'une surface en mouvement. **a**. θ en fonction de la vitesse V de la surface, pour palets de rayons R différents et d'épaisseur $e = 2$ mm. **b**. θ en fonction du rayon R des palets d'épaisseur $e = 2$ mm pour trois vitesses V de plateau. **c**. θ en fonction de l'épaisseur e du palet ($R = 4{,}5$ mm).

La figure 2.18.a confirme ce que l'on pressentait via la mesure de h_1 sur la figure 2.17 : l'angle d'inclinaison θ du palet augmente avec la vitesse V du plateau, et de plus en plus rapidement alors que V augmente. Les données de la figure 2.18.a sont assez bien ajustées par une fonction en V^α, avec $\alpha \simeq 2$. Les points réalisés pour des palets de rayons différents (de $R = 4{,}0$ mm à $R = 5{,}0$ mm) suggèrent que la surface du palet ne joue pas de rôle sur la valeur de θ. Pour vérifier cela, nous avons varié le rayon R des palets sur une plus large gamme, comme montré sur la figure 2.18.b, où θ est tracé en fonction de R, varié entre 3 mm et 5 mm pour des palets d'épaisseur e constante ($e = 2$ mm). Il est malheureusement difficile de faire varier R sur une plus large gamme : en effet, en prenant un rayon R plus petit, le palet se rapproche d'un cylindre, aussi haut que large. La valeur maximale de R est également vite atteinte, principalement à cause de la difficulté qu'il y a à déposer de façon contrôlée des palets plus larges.

Sur la figure 2.18.b, on constate que l'angle d'inclinaison θ ne dépend pas de R : la surface du palet, et sa masse sont pourtant presque multipliés par trois entre le palet le plus petit ($R = 3$ mm) et le plus large ($R = 5$ mm). Les mesures de $\theta = f(R)$ réalisées à des vitesses V différentes semblent confirmer ce phénomène. Nous avons enfin mesuré la dépendance de θ avec l'épaisseur e des palets, variée entre 2 et 4 mm pour un rayon R constant ($R = 4{,}5$ mm). La figure 2.18.c montre que si θ ne dépend pas de R, il décroit de façon très visible avec e. L'angle de lévitation est donc d'autant plus faible que le palet est épais : θ est ainsi divisé d'un facteur 5 entre $e = 2$ mm et $e = 4$ mm pour $V = 7$ m/s.

2.2.2 Modèle du coin d'air

Nous avons tous déjà observé un phénomène de lévitation similaire à ces petits palets, par exemple lorsqu'on laisse tomber une feuille de papier : on la voit souvent glisser sur quelques dizaines de centimètres au dessus du sol avant de s'arrêter. La très légère inclinaison de la feuille en mouvement crée une force de portance qui lui permet de rester en lévitation. Si l'on se place maintenant dans le

référentiel de la feuille de papier, celle-ci vole au dessus d'une surface en mouvement, tout comme les petits palets que nous étudions.
En adaptant le modèle de la feuille de papier, on peut donc calculer la force de portance qui maintient le palet en lévitation. Pour cela, il nous faut considérer le flux d'air sous le solide. Nous considérons la configuration présentée sur la figure 2.19 : on se place dans un plan (x,y) et on appelle $h(x)$ l'épaisseur du film d'air sous le palet à une distance x de la zone d'épaisseur minimale h_0. On a ainsi, pour des angles petits, $h(x) = h_0 + x\theta$.

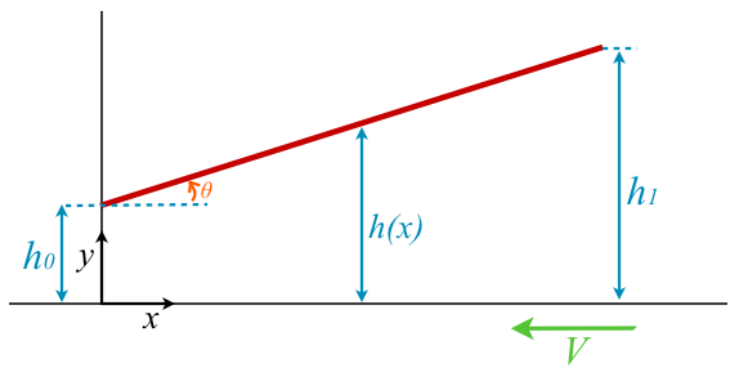


FIGURE 2.19 – Schéma du film d'air sous le palet entrainé par la surface se déplaçant de la droite vers la gauche à la vitesse V. La partie inférieure du palet, représentée en rouge, est inclinée d'un angle θ. L'épaisseur du film d'air à la position x est notée $h(x)$. On a $h(x) = h_0 + x\theta$, où h_0 est l'épaisseur minimale du film, à l'aval. En $x = 2R$, l'épaisseur du film est notée h_1, avec $h_1 = h_0 + 2R\theta$.

Comme $h_0 \ll R$, le flux d'air est confiné dans un film mince, entre le plateau qui avance à la vitesse V et la partie inférieure du palet, considérée comme immobile. Dans cette configuration, il est possible d'appliquer l'approximation de lubrification : les variations de la vitesse v_a de l'air selon x sont négligés, de même que les variations de la pression p dans le gaz avec y. Cela simplifie les équations de Navier-Stokes, qui deviennent alors, en régime stationnaire :

$$0 = -\frac{\partial p}{\partial x} + \eta_a \frac{\partial^2 v_a}{\partial y^2} \tag{2.7}$$

On peut intégrer cette équation deux fois par rapport à y, en prenant comme conditions aux limites 1) que la vitesse v_a de l'air au contact du palet, immobile en $y = h$, est nulle et 2) qu'en $y = 0$, au contact de la surface mobile, l'air se déplace à la vitesse V. Cela donne l'équation suivante pour v_a :

$$v_a = -\frac{1}{2\eta_a}\frac{\partial p}{\partial x} y(y-h) + \frac{V}{h} y - V \tag{2.8}$$

Pour compléter cette première équation, considérons la conservation du débit d'air entre les distances x et $x + dx$ dans le film sous le palet. Cela donne une seconde relation (2.9) de la forme :

$$(\bar{v_a} h)(x) - (\bar{v_a} h)(x + dx) = 0 \;\Leftrightarrow\; \frac{\partial}{\partial x}(\bar{v_a} h) = 0 \tag{2.9}$$

où $\bar{v_a}$ est la vitesse moyenne de l'air en x, qui s'écrit

$$\bar{v_a} = \frac{1}{h}\int_0^h v(y)dy = \frac{1}{h}\left(\frac{1}{12\eta_a}\frac{\partial p}{\partial x}h^3 - \frac{V}{2}h\right) \tag{2.10}$$

à l'aide de l'équation (2.8). À partir des deux équations (2.9) et (2.10), on détermine la pression $p(h)$ sous le palet, qui vaut :

$$p(h) = p_0 + \frac{6\eta_a V}{\theta h^2}\left[\frac{(h_1 - h)(h - h_0)}{(h_0 + h_1)}\right] \tag{2.11}$$

La figure 2.20.a montre un exemple de pression $p(x)$ sous le palet prise pour des valeurs typiques de nos expériences ($R = 1$ mm, $\theta = 10^{-3}$ rad, $V = 1$ m/s). On constate que la pression est asymétrique, ce que souligne la petite ligne en pointillés au milieu de la courbe. La surpression en aval étant plus importante que la dépression en amont, cela crée une surpression positive sous le solide à l'origine de la force de portance.

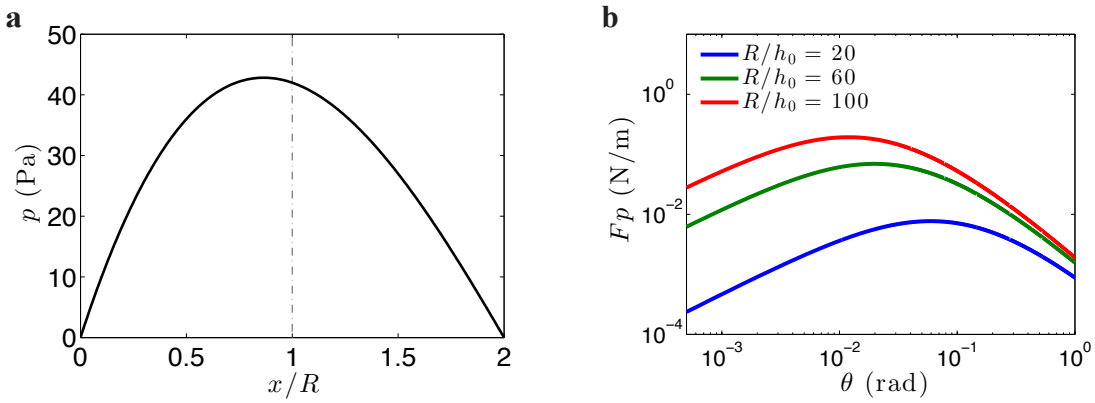


FIGURE 2.20 – **a**. Représentation de la pression $p(x)$ sous le palet (calculée à partir de la formule (2.11)) pour $R = 1$ mm, $V = 1$ m/s, $\theta = 10^{-3}$. La ligne en pointillés en $x = R$ indique le milieu du palet. **b**. Force de portance créée par le confinement de l'air dans un coin en fonction de l'angle θ. F_p est tracée pour différentes valeurs de R/h_0, prises entre $R/h_0 = 20$ et $R/h_0 = 100$.

En intégrant la pression p (éq. (2.11)) entre $x = 0$ et $x = 2R$, on calcule ainsi (en deux dimensions) la force de portance F_p qui maintient le palet en lévitation. On trouve alors :

$$F_p = \int_{x=0}^{2R}(p(x) - p_0)\,dx = \frac{6\eta_a V}{\theta^2}\left[ln\left(1 + \frac{2R\theta}{h_0}\right) - 2\,\frac{2R\theta}{h_0 + 2R\theta}\right]. \tag{2.12}$$

La force de portance F_p est une donc fonction assez complexe de deux variables, θ et h_0.

Pour mieux se représenter les variations de F_p, traçons la courbe $F_p = f(\theta)$ pour différentes valeurs de h_0 (Fig. 2.20.b). On constate que la force de portance dépend très fortement de la hauteur de lévitation h_0 : elle est ainsi presque deux ordres de grandeur plus grande lorsque $R/h_0 = 100$ par rapport à $R/h_0 = 20$. En outre, pour une hauteur de lévitation h_0 donnée, on observe deux régimes

très différents en fonction de θ : pour $\theta < 10^{-2}$ rad, F_p augmente linéairement avec θ. Après avoir atteint une valeur maximale, elle décroit selon une droite de pente -2 en log-log pour $\theta > 10^{-1}$ rad. L'angle θ_c de transition entre ces deux régimes, qui est l'angle pour laquelle la force de portance est la plus élevée diminue avec h_0 : pour $R/h_0 = 20$, F_p est maximale autour de $\theta = 10^{-2}$ radians, alors que pour $R/h_0 = 100$, la force de portance atteint son maximum pour $\theta = 10^{-1}$ rad.

A partir de la formule complète de la force de portance F_p (2.12), on peut comprendre les deux lois de puissance observées sur la figure 2.20.b. pour les valeurs faibles de θ, ou plus grandes. Dans la première limite des petits angles, on a $\frac{R\theta}{h_0} \ll 1$. On peut donc faire un développement limité (à l'ordre 3) de la partie entre crochets dans la formule (2.12). On trouve finalement une forme simplifiée de F_p :

$$F_p \sim \frac{\eta_a V R^3}{h_0^3}\theta. \tag{2.13}$$

Dans la formule (2.13) on constate que F_p augmente linéairement avec θ, ce qui est bien cohérent avec la forme de la courbe $F_p = f(\theta)$ aux petits angles (Fig. 2.20.b). L'augmentation de la force de portance avec θ semble logique puisque si $\theta = 0$ le profil de pression dans le film d'air sous la goutte est symétrique d'après la formule 2.11, et donc on s'attend à trouver $F_p = 0$.

Dans la limite opposée des grands angles d'inclinaison, la formule (2.12) se simplifie également. En effet, pour $R\theta \gg h_0$, on a $\frac{2R\theta}{h_0+2R\theta} \simeq 1$. De plus, on peut négliger les variations logarithmiques de θ par rapport au préfacteur en $1/\theta^2$. On a alors :

$$F_p \sim \frac{6\eta_a V}{\theta^2}. \tag{2.14}$$

On retrouve dans cette formule la décroissance asympotique en $1/\theta^2$ observée pour les plus grands angles sur la figure 2.20.b.

On trouve l'angle de transition θ_c pour lequel la force de portance est la plus élevée en égalant les deux équations (2.13) et (2.14), ce qui donne :

$$\theta_c \sim \frac{h_0}{R}, \tag{2.15}$$

une formule en accord avec la figure 2.20, où l'on observe que la valeur de θ_c augmente quand R/h diminue. La force de portance maximale, atteinte pour $\theta = \theta_c$ peut être déduite indifféremment de (2.13) ou (2.14) : elle est égale à

$$F_{p,max} \sim \frac{\eta_a V R^2}{h_0^2}. \tag{2.16}$$

2.2.3 Lévitation des palets

Force de portance vs poids

Retournons maintenant aux expériences. Sur la figure 2.18, on peut déterminer l'ordre de grandeur de l'angle θ de lévitation : pour des vitesses de l'ordre de 10 m/s, on a $\theta \simeq 10^{-2}$ rad. Pour ces mêmes vitesses, $h_0 \simeq$ 50 µm, ce qui nous donne :

$$\frac{R\theta}{h_0} \simeq \frac{5.10^{-3}\ 10^{-2}}{5.10^{-5}} \simeq 1.$$

Les palets lévitent donc avec un angle θ tel que $\theta \simeq h_0/R$, proche de l'angle θ_c où la force de portance est maximale. Nous ne voyons cependant pas de raison physique évidente qui expliquerait pourquoi θ se fixerait à une valeur proche θ_c : il s'agit peut être d'un hasard.

A partir des données expérimentales, on peut calculer directement F_p pour chaque palet et vitesse de plateau à partir de la formule complète de la force de portance (2.12), puisque l'on a mesuré h_0 et θ pour tous les solides. Pour avoir une idée des variations de force de portance en trois dimensions, nous avons multiplié la formule (2.12) par la distance transverse R.
Sur la figure 2.21, on trace la force de portance F_p (en trois dimensions), en fonction des poids de 7 palets différents utilisés dans nos expériences. On distingue sur cette figure par des couleurs différentes les vitesses de plateau V considérées.

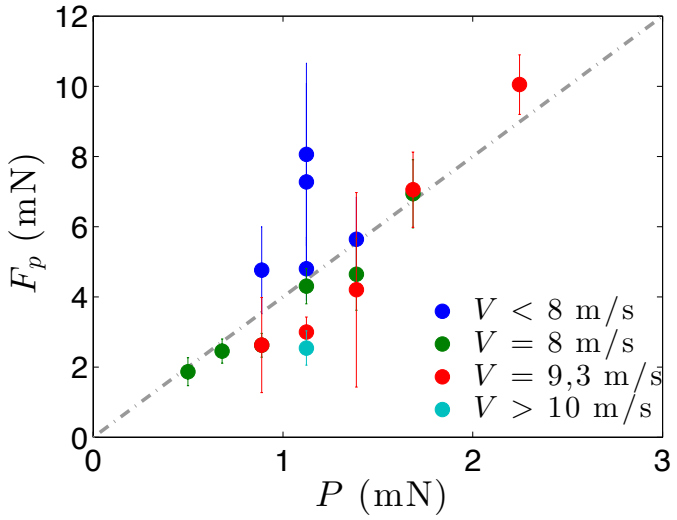


FIGURE 2.21 – Force de portance F_p calculée à partir de la formule (2.12) et des mesures expérimentales de h_0 et θ, comparée au poids P des différents palets considérés.

On constate que toutes les données se rejoignent sur une même droite : la force de portance F_p augmente donc linéairement avec le poids P des palets. Si l'on considère un palet, par exemple celui de poids $P = 1{,}1$ mN, on remarque que la valeur calculée de F_p décroit avec la vitesse V de la surface.

Ceci peut être lié à une erreur expérimentale dans la mesure de θ, peut-être surestimé lorsqu'il est faible et d'autant plus difficile à mesurer.

La pente de la droite $F_p = f(P)$ vaut 4 environ, ce qui est supérieur à la valeur 1 à laquelle on se serait attendu. Cependant, cela n'est pas très surprenant : en effet, en multipliant la force de portance en deux dimensions par R pour trouver la force de portance réelle, on garde la bonne loi d'échelle mais on surestime beaucoup F_p : un facteur 4 entre la valeur "approximative" de F_p à partir de la formule en 2D et sa valeur réelle est donc compréhensible.

Des variations mystérieuses de l'angle et de la hauteur de lévitation

La hauteur h et l'angle de lévitation θ du palet semblent donc naturellement trouver des valeurs pour lesquelles la force de portance compense le poids des gouttes. Il est cependant beaucoup plus difficile de déterminer ce qui fixe la valeur et la dépendance de h_0 et θ avec les paramètres du système. En effet, l'égalité des forces "verticales" entre le poids de la goutte et sa force de portance donne une première équation :

$$F_p = \frac{6\eta_a V}{\theta^2}\left[ln\left(1+\frac{2R\theta}{h_0}\right) - 2\,\frac{2R\theta}{h_0+2R\theta}\right] \sim \rho R^2 eg. \tag{2.17}$$

Or cette équation a deux inconnues, θ et h_0. Pour trouver la dépendance de ces deux variables avec V, R et e, nous devons donc trouver une seconde équation permettant de les relier.

Une première idée serait de supposer que θ se fixe à la valeur pour laquelle la force de portance est maximale (même si, comme on l'a dit, il n'y a pas de raison physique particulière à cela). On obtient alors un système de deux équations :

$$\theta \sim h_0/R \text{ et } F_p \simeq F_{p,max} \simeq \frac{\eta_a V R^2}{h_0^2} \sim \rho R^2 eg. \tag{2.18}$$

Ces deux équations donnent :

$$h_0 \sim \sqrt{\frac{\eta_a V}{\rho e g}} \tag{2.19}$$

$$\text{et } \theta \sim \frac{1}{R}\sqrt{\frac{\eta_a V}{\rho e g}}. \tag{2.20}$$

Or la formule (2.20), si elle prévoit bien une augmentation de θ avec V et une diminution avec e (avec des lois de puissance cependant assez différentes de ce que l'on mesure expérimentalement), prédit une variation de θ en $1/R$, qui n'est pas observée. Se placer à la force de portance maximale ne permet donc pas de comprendre les variations expérimentales de θ.

Il y a un autre argument, plus physique, qui permettrait de trouver la seconde égalité dont on a besoin pour caractériser la lévitation du palet. En effet, on imagine aisément que θ est déterminé par une égalité de moment sur le palet. Deux forces sont susceptibles de faire décroitre θ : le poids

du petit solide, dont l'énergie potentielle augmente lorsqu'il est incliné, ainsi que la surpression due au mouvement de l'air dans le film. Au contraire, l'inertie de l'air, en s'engouffrant sous le palet tend à faire augmenter cet angle. Mais il est très difficile de faire un bilan quantitatif, d'autant qu'on ne sait pas dire où s'appliquent les moments ni autour de quel axe le palet tourne : autour de son centre de masse ? Autour du coin le plus proche de la surface ?

2.3 Conclusion, lubrification et tapis volants

L'air entrainé par le mouvement du plateau se comporte donc comme un fluide visqueux, qui lubrifie la surface et empêche des objets liquides ou solides de la toucher.

Nous avons vu que les variations de l'épaisseur d'air h sous la goutte pouvaient être comprises par un modèle de Landau-Levich-Bretherton "inversé", où la surface entraine du gaz (l'air) sous le liquide en s'avançant, permettant ainsi la lévitation. Cette approche suggère que h varie avec le nombre capillaire $Ca = \frac{\eta_a V}{\gamma}$ (calculé dans l'air) à la puissance 2/3, ce que nos expériences semblent confirmer.
Lorsqu'elles lévitent, les gouttes sont entrainées par l'air en mouvement autour d'elles. Nous avons caractérisé la force de friction subie par le liquide : c'est la somme de deux forces, visqueuses (en $V^{1/3}$) et inertielles (en $V^{3/2}$) de même amplitude qui s'appliquent respectivement sous et autour de la goutte. Ces deux forces s'additionnent pour donner une force de friction globale quasiment linéaire avec la vitesse de la surface.

Enfin, nous avons montré dans ce chapitre que des objets solides, comme des petits palets, peuvent également être maintenus en lévitation. Ils gardent alors pendant leur vol une position légèrement inclinée vers l'aval. Dans cette situation simplifiée par rapport aux gouttes (puisque la forme du solide est connue), il est possible de calculer la force de portance qui soutient le palet. Nous avons montré que l'angle d'inclinaison et la hauteur de lévitation de ces petits tapis sont fixés de façon à ce que la force de portance compense leur poids.

La lubrification par le mouvement est très utilisée dans l'industrie pour empêcher le contact entre deux solides, comme par exemple pour les têtes de lecture des disques durs, que l'on veut maintenir très proches du disque en rotation tout en évitant le contact qui détruirait les données. La forme de la tête de lecture est donc calculée de façon à augmenter le plus possible sa portance [53].

Le mouvement permet également à des plaques déformables de léviter. R. Benson [54] a par exemple étudié théoriquement le vol des feuilles de papier, que l'on voit glisser sur plusieurs dizaines de centimètres lorsqu'elles tombent sur le sol : leur vitesse crée ainsi naturellement une couche de lubrification à l'origine d'une force de portance. Dans un registre différent, M. Argentina [55] a montré que des surfaces souples libres de toute attache pouvaient rester en lévitation près d'une surface, à condition qu'ils oscillent à une fréquence bien choisie. Les calculs d'ordre de grandeur

montrent que de petits tapis volants de 10 cm environ peuvent se maintenir à quelques millimètres d'une surface en oscillant à 10 Hz.

Il est aussi possible de maintenir des solides en lévitation sans imposer de mouvement particulier : c'est le cas de la caléfaction par exemple. Des solides très froids, comme la carboglace (du CO_2 à -80°C) se subliment lorsqu'ils approchent une surface légèrement chauffée (ou même à température ambiante). La figure 2.22 montre par exemple un palet de carboglace en lévitation : on distingue un trait de lumière entre le solide et la surface.

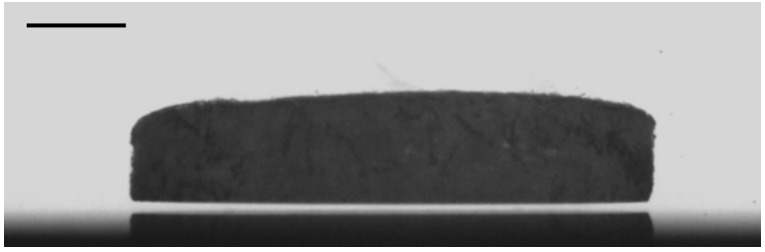


FIGURE 2.22 – Palet de carboglace en caléfaction. L'échelle indique 3 mm. (Crédit : G. Dupeux).

Il est aussi possible d'utiliser la caléfaction pour faire léviter des petites plaques de verre ou de métal, à condition qu'on les couvre d'un liquide volatil qui s'évapore à l'approche d'une surface très chaude, comme l'a montré A. Hashmi [56].

Si on veut éviter de secouer, geler ou brûler l'utilisateur, il est possible de faire voler le tapis à température ambiante en soufflant de l'air à travers un substrat poreux, comme l'a montré H. de Maleprade. En ajoutant des textures en forme de chevrons au tapis volant, on dirige l'air dans la direction des canaux, ce qui permet un certain contrôle du déplacement du solide. La figure 2.23 illustre ce phénomène : on y voit une course entre Aladdin et Jafar, sur deux tapis volants texturés par des créneaux de taille légèrement différentes.
Au cours de cette expérience, on augmente petit à petit la pression de l'air dans le poreux : Aladdin, dont le tapis a des textures moins hautes décolle plus tôt (pour une pression d'air plus faible) et peut donc prendre de l'avance, tandis que Jafar doit patienter, la pression de l'air n'étant pas encore suffisante pour séparer les texures du poreux.

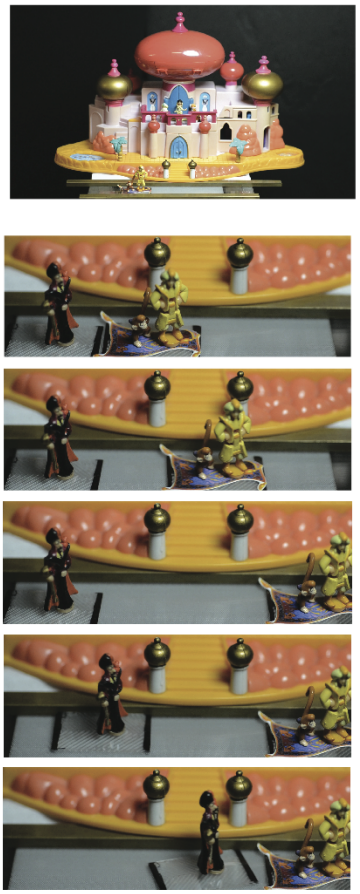


FIGURE 2.23 – Course poursuite d'Aladdin (en jaune) et de Jafar (en noir) sur des tapis volants texturés en chevrons (visibles sur le tapis de Jafar), au-dessus d'un solide poreux à travers lequel de l'air est soufflé. Les images sont séparés de 800 ms. (Crédit : H. De Maleprade).

Chapitre 3

Perles tournantes, bilobes et trilobes

Sommaire

3.1 Gouttes sphériques **75**
3.1.1 Mouvement initial 75
3.1.2 Rotations 78
3.2 Gouttes cacahouètes **81**
3.2.1 Apparition des bilobes 81
3.2.2 Modèles de planètes 84
3.2.3 Discussion 87
3.3 Trilobes **88**
3.3.1 Observations 88
3.3.2 Origine possible 89
3.4 Transition à la lévitation **91**

Lorsque des gouttes entrent en contact avec une surface en mouvement, elles ont naturellement tendance à mouiller le substrat et à le suivre dans son mouvement. Dans nos expériences, les gouttes prennent ainsi une forme de larme (Fig. 1.8.a) parce qu'elles s'étalent tout en étant entrainées par le plateau dans sa rotation. Pour empêcher le liquide de mouiller la surface, on peut utiliser un traitement superhydrophobe qui texture le substrat à une échelle microscopique. Les gouttes, posées sur le sommet des textures, ne touchent quasiment pas le solide : elles ont donc une forme quasi-sphérique, et n'adhèrent que très peu avec leur support. Cela donne aux surfaces superhydrophobes des propriétés spectaculaires. En particulier, lorsque la surface est très légèrement inclinée, les gouttes suivent la ligne de plus grande pente et dévalent le substrat. Des gouttes d'eau, très peu freinées, atteignent des vitesses de l'ordre du mètre par seconde [57], au lieu de quelques centimètres par seconde pour des surfaces simplement hydrophobes sur lesquelles le liquide glisse en se déformant [58] [59]. Les gouttes visqueuses, pour lesquelles la dissipation est plus élevée [11], descendent plus lentement (à 10 cm/s environ), mais beaucoup plus vite que sur des substrats non texturés, car elles

ne glissent pas mais roulent [10].

Cette très grande mobilité donne aux surfaces superhydrophobes des propriétés auto-nettoyantes [12] [13], illustrées sur la figure 3.1. L'eau, en dévalant la surface emporte avec elle les poussières (ici des grains de poivre) qui s'y trouvent, enlevant ainsi toutes les impuretés. Cette propriété est à l'origine du caractère sacré du lotus, dont les feuilles sont toujours propres [5].

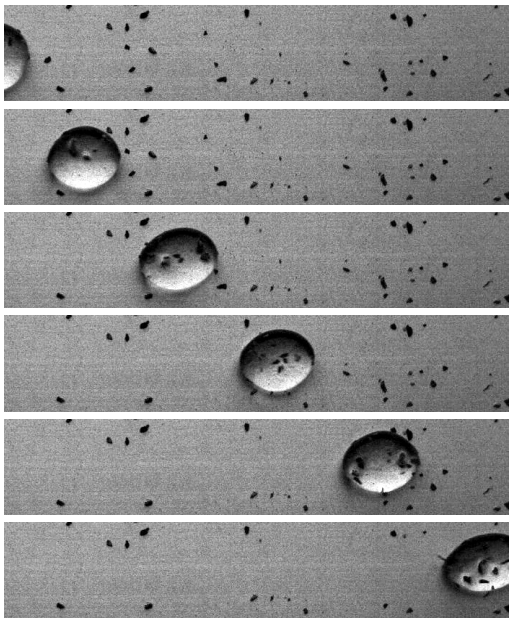


FIGURE 3.1 – Images successives d'une goutte d'eau dévalant un plan incliné superhydrophobe, "sali" par des grains de poivre. La goutte, en s'avançant sur le substrat, emporte avec elles les grains, laissant la surface propre après son passage.

Qu'observe-t-on si, au lieu d'étudier le mouvement de gouttes sur une surface superhydrophobe immobile, on pose les gouttes sur un tel solide en mouvement ? Les gouttes sont-elles entrainées par la surface ? Glissent-elles sur les textures ? Que se passe-t-il si on force le liquide à aller à des vitesses plus grandes que celles qu'il atteint sur un plan incliné ?

Pour répondre à ces questions, nous avons posé des gouttes formées d'un mélange de glycérol et d'eau (de viscosité η égale à 100 mPa.s dans la majorité de nos expériences) sur une surface superhydrophobe en mouvement, et nous avons étudié l'entrainement du liquide. En pratique, la surface utilisée est un plateau en aluminium brut, traité à l'Ultra Ever Dry, un spray commercial qui consiste en des billes nanométriques de silice placées dans de l'acétone. Lorsque les gouttelettes de liquide s'évaporent, elles forment des empilements de grains, ce qui confère à la surface une très forte rugosité qui, associée à l'hydrophobie des grains, rend la surface superhydrophobe. Les angles de contact de gouttes d'eau sur les surfaces ainsi traitées sont très élevés (166°± 4° pour l'avancée et 159°± 1° pour la reculée), ce qui confère au liquide une très grande mobilité.

La vitesse V de la surface superhydrophobe sur laquelle on pose le liquide peut être variée entre

0,02 et 15 m/s, à l'aide de deux réducteurs. On contrôle également le rayon R des gouttes (avec des d'aiguilles de diamètres variés) et leur viscosité η, qui peut être changée entre 1 et 1000 mPa.s selon la fraction massique de glycérol et d'eau choisie.

3.1 Gouttes sphériques

3.1.1 Mouvement initial

Dans un premier temps, on pose des gouttes sur la surface en mouvement à faible vitesse ($V <$ 1 m/s). La figure 3.2 est une chronophotographie montrant les positions successives d'une goutte assez visqueuse ($\eta = 100$ mPa.s) pour une vitesse V du plateau égale à 0,7 m/s. Afin de caractériser le mouvement du liquide au sein de la goutte, nous avons placé un gros traceur (un grain de poivre), en forme de bâtonnet, visible sur la figure 3.2. Les différentes images de la chronophotographie sont prises à 8,3 ms d'intervalle.

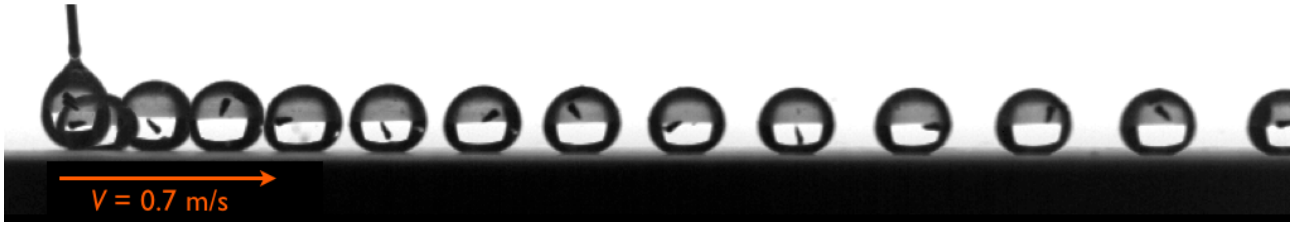


FIGURE 3.2 – Chronophotographie montrant le mouvement d'une goutte de rayon $R = 0{,}9$ mm et de viscosité $\eta = 100$ mPa.s sur une surface superhydrophobe en mouvement ($V = 0{,}7$ m/s). Un grain de poivre est placé dans la goutte pour rendre visible le mouvement du liquide. Les images sont séparées de 8,3 ms.

On remarque tout d'abord que la goutte garde une forme quasi-sphérique lorsqu'elle est posée sur la surface superhydrophobe, prenant la forme de perle attendue sur ce genre de surface. Le liquide avance sur le substrat, dans le sens de son mouvement. Les images, séparées d'un temps identique, sont de plus en plus distantes au fur et à mesure que la goutte s'avance, ce qui témoigne d'une accélération, assez faible puisqu'elle a lieu sur plus de 15 fois la taille de la goutte. Le liquide ne colle donc pas à la surface superhydrophobe (si c'était le cas, il serait accéléré à la vitesse de la surface quasi instantanément), mais ne reste pas non plus à la place où il a été déposé (ce qui serait le cas s'il glissait totalement sur le substrat). La présence d'un grain de poivre complète ces premières informations : il montre que la goutte est mise en rotation solide, juste après avoir touché la surface. Elle tourne sur elle-même à une vitesse $\Omega = 200$ rad/s, soit 30 rotations par seconde environ.

Ces observations restent vraies pour toutes les vitesses considérées (tant que $V < 1{,}5$ m/s), sauf à très basse vitesse (pour $V < 3$ cm/s), où les gouttes semblent adhérer à la surface sans se mettre en rotation. A ces très faibles vitesses, la force d'adhésion est plus grande que l'inertie : le liquide reste donc accroché à la surface, comme sur des substrats mouillants (Fig. 1.8.a). En loi d'échelle, la compétition inertie/adhésion s'écrit :

$$\rho R^2 V^2 \sim \gamma r \Delta\cos\theta \tag{3.1}$$

où ρ est la densité des gouttes et γ leur tension de surface. r est la taille caractéristique de la zone de contact entre la goutte et la surface ($r \sim \frac{R^2}{a}$ [11], où a est la longueur capillaire) sur laquelle la force d'adhésion s'applique ; et $\Delta\cos\theta$ l'hystérésis d'angle de contact sur la surface superhydrophobe (de l'ordre de 0,01 pour de l'Ultra Ever Dry). L'équation (3.1) donne la vitesse critique sous laquelle les forces d'adhésion l'emportent. Pour une goutte millimétrique, le calcul donne $V_{adh} \simeq 1$ cm/s ce qui est de l'ordre de grandeur de la vitesse sous laquelle on voit les gouttes être directement emportées par la surface ($V_{adh} \simeq 3$ cm/s).

Pour $V > V_{adh}$, les gouttes ne collent donc pas à la surface superhydrophobe mais sont accélérées. Pour mieux caractériser ce phénomène, nous avons mesuré les positions successives du centre de masse des gouttes, et nous en avons déduit leur vitesse $u(t)$ (Fig. 3.3.a) pour différentes vitesses de la surface. Sur la figure 3.3.b nous avons tracé les variations de $u(t)$ pour des valeurs de V assez faibles.

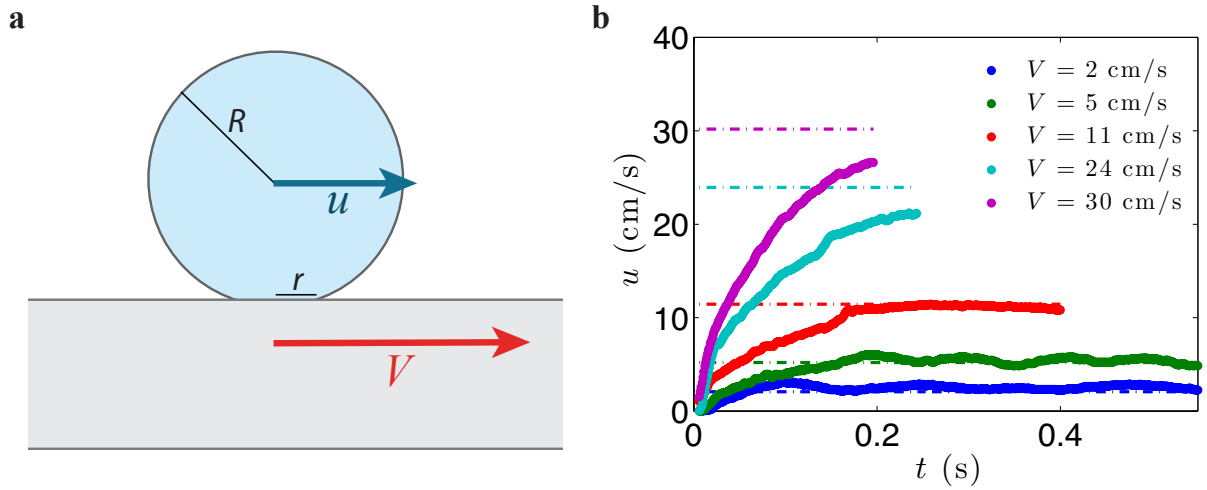


FIGURE 3.3 – **a**. Schéma montrant une goutte posée sur une surface superhydrophobe en mouvement. La vitesse de son centre de masse est notée u. **b**. u en fonction du temps t pour différentes vitesses V du substrat superhydrophobe. Les lignes en pointillés montrent la vitesse V, correspondant à la série de points de la même couleur. Les gouttes ont un rayon $R = 0{,}9$ mm et sont formées d'un mélange d'eau et de glycérol de viscosité $\eta = 100$ mPa.s.

La courbe bleu foncé ($V = 2$ cm/s) montre ce qui se passe pour $V < V_{adh}$. Seulement 10 ms après avoir touché la surface, la goutte se déplace à une vitesse u constante et égale à V, une vitesse qu'elle maintient par la suite (les petites oscillations peuvent être dues à des vibrations). Cela correspond au cas où le liquide adhère presque instantanément avec la surface.
Pour $V = 5$ cm/s et $V = 11$ cm/s, la situation est sensiblement différente. Les gouttes finissent par atteindre la vitesse V de la surface (traits pointillés sur la figure 3.3) mais pas immédiatement. Elles sont d'abord accélérées, pendant 200 ms environ. L'accélération, forte au début, est de plus en plus

faible alors que u se rapproche de V. Les images montrent que les gouttes sont mises en rotation pendant la phase d'accélération initiale, mais qu'elles cessent de tourner sur elles-mêmes à partir du moment où $u = V$: elles sont alors simplement posées sur la surface en mouvement.
Enfin, pour $V > 11$ cm/s, les gouttes n'ont pas le temps d'atteindre V sur la zone de quelques centimètres de large que nous avons filmée. La courbe $u(t)$ présente cependant les mêmes caractéristiques : une nette accélération au début, et de plus en plus faible avec le temps. On imagine que si l'on avait suivi la goutte sur une plus grande fenêtre, on l'aurait vu atteindre la vitesse V.

On remarque finalement sur la figure 3.3.b que l'accélération initiale a_i des gouttes est d'autant plus forte que la vitesse V du substrat est grande. Pour mieux caractériser cela, nous avons déduit a_i des positions successives du centre de masse des gouttes, comme au paragraphe 2.1.2. Comme l'accélération n'est pas constante, nous avons considéré les tous premiers instants ($t < 40$ ms) juste après que le liquide a été déposé. Nous avons mesuré a_i pour différentes vitesses V (entre 9 cm/s et 1,3 m/s) et tailles de gouttes. Les résultats obtenus, présentés en échelle logarithmique sur la figure 3.4 confirment que a_i est bien une fonction croissante de V.

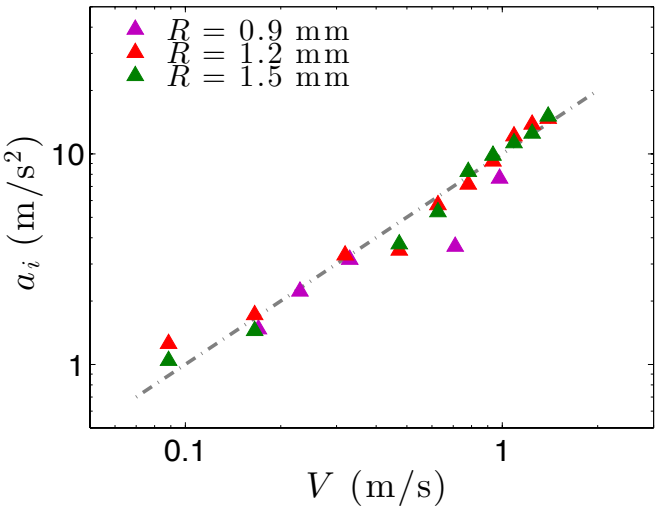


FIGURE 3.4 – Accélération initiale a_i d'une goutte de viscosité $\eta = 100$ mPa.s posée sur une surface superhydrophobe en fonction de la vitesse V du substrat, pour trois rayons R de gouttes. La ligne en pointillés gris montre la pente 1.

La droite en pointillés, de pente 1, montre que l'accélération initiale a_i augmente linéairement avec V : de $a_i = 1$ m/s^2 pour $V = 10$ cm/s, elle atteint 10 m/s^2 pour $V = 1$ m/s, une valeur proche de l'accélération de la pesanteur. On remarque aussi que les données correspondant aux trois rayons R considérés se superposent. La taille des gouttes ne semble donc pas jouer sur leur accélération initiale.
La loi de la dynamique $ma_i = F$ (en notant m la masse des gouttes) semble donc suggérer que la force F qui entraine les gouttes à l'instant initial est une fonction linéaire de V, de la même façon que a_i. Si F est une force visqueuse, alors cela peut expliquer la linéarité observée. Pour les gouttes

considérées ($\eta = 100$ mPa.s), il n'est pas illogique d'imaginer que c'est leur viscosité qui les entraine sur la surface, et les empêche de simplement glisser.

3.1.2 Rotations

Plus généralement, la force d'entrainement F résulte d'une interaction entre le liquide et la surface : elle s'applique donc au niveau du substrat, à une distance R du centre de masse des gouttes (Fig. 3.5.a). Cela crée un moment responsable de la mise en rotation du liquide à une vitesse angulaire Ω. Comme les gouttes sont visqueuses, elles atteignent très rapidement un régime de rotation solide, ce que montrent les traceurs placés dans les gouttes.

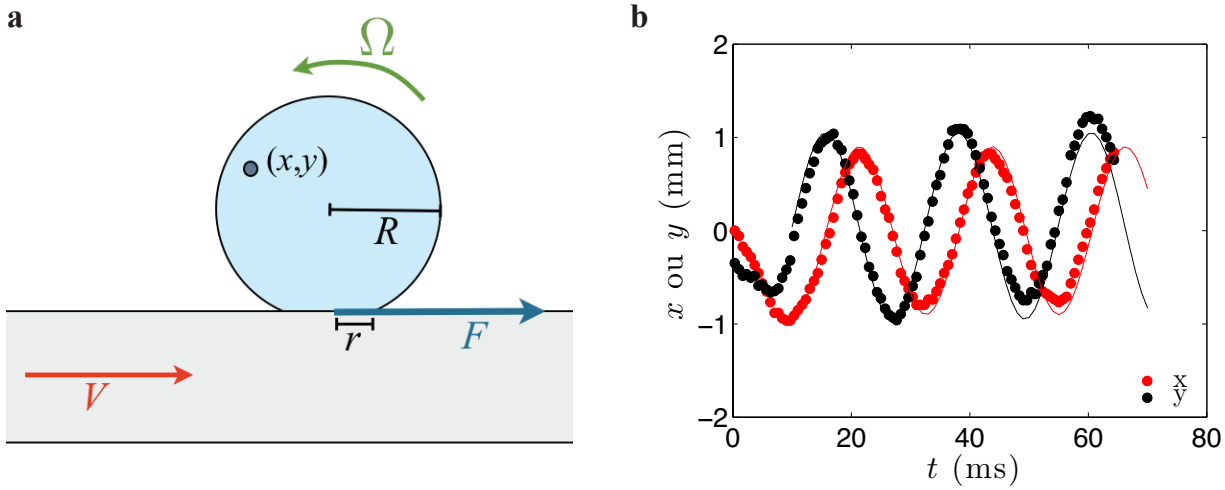


FIGURE 3.5 – **a**. Schéma d'une goutte posée sur une surface superhydrophobe en mouvement à vitesse V. Une force F (qui s'applique au niveau de l'interface entre la goutte et la surface, de taille caractéristique r) entraine le liquide, ce qui le met en rotation à une vitesse Ω dans le sens anti-horaire. Un traceur de coordonnées (x,y) est placé dans la goutte. **b**. Position (x,y) du traceur en fonction du temps dans le référentiel du centre de masse de la goutte ($R = 1{,}2$ mm, $V = 1{,}1$ m/s). Les lignes montrent les ajustements des mesures expérimentales par des fonctions de la forme $A\cos(\Omega t + \phi)$ avec A et ϕ des constantes. La vitesse angulaire Ω obtenue ici est $\Omega = 280$ rad/s.

On peut déterminer Ω en suivant la position (x, y) (dans le référentiel de la goutte) d'une particule placée loin de son centre (comme sur la figure 3.2). Pour cela, nous utilisons des petits gains de poivre, suffisamment gros pour être facilement visibles (même en filmant à 3000 images par seconde), mais assez légers pour ne pas sédimenter pendant l'expérience. Pour obtenir les mesures de $x(t)$ et de $y(t)$, on procède en deux étapes. On mesure tout d'abord la position réelle (x', y') (dans le référentiel du laboratoire) du grain de poivre au fur et à mesure de l'avancée de la goutte, ainsi que les coordonnées du centre de masse de la goutte (X_g, Y_g). On déduit ensuite de ces deux séries de données les valeurs de x et y par un changement de référentiel que l'on calcule à chaque instant :

$$x = x' - X_g$$
$$y = y' - Y_g.$$

On obtient alors les courbes $(x(t), y(t))$ donnant la position du grain dans le référentiel de la goutte. Ces courbes évoquent des sinusoïdes. Dans l'exemple de la figure 3.5.b, après une phase d'accélération très courte ($t < 10$ ms), les points expérimentaux peuvent être ajustés par des fonctions de la forme $A\cos(\Omega t + \phi)$ (traits continus), où A et ϕ sont des constantes (différentes pour x et y). La vitesse angulaire Ω est la même pour x et y : la goutte se met donc en rotation à une vitesse quasiment constante, sur au moins un tour. Les ajustements des points expérimentaux permettent donc de déterminer Ω, égal dans cet exemple à 280 rad/s (pour $R = 1{,}2$ mm et $V = 1{,}1$ m/s).

Nous avons utilisé cette méthode pour déterminer Ω pour différentes vitesses V de la surface superhydrophobe, entre 7 cm/s et 1,5 m/s. Sur la figure 3.6.a qui montre la courbe $\Omega = \mathrm{f}(V)$, deux séries de points sont tracées, l'une pour de petites gouttes ($R = 0{,}9$ mm), et l'autre pour de plus grandes ($R = 1{,}6$ mm).

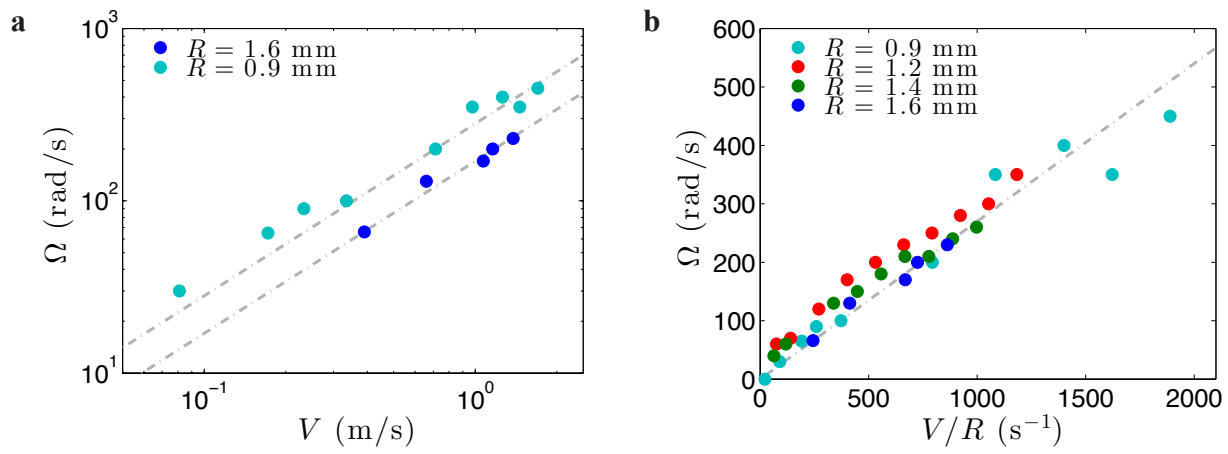


FIGURE 3.6 – **a**. Vitesse angulaire Ω de gouttes de viscosité $\eta = 100$ mPa.s en fonction de la vitesse V de la surface superhydrophobe sur laquelle elles sont posées (pour deux rayons R). Les lignes en pointillés sont des droites de pente 1 en échelle logarithmique. **b**. Ω en fonction de V/R. La ligne en pointillé est une droite de pente 0,27.

On observe que Ω augmente avec linéairement avec V, ce que soulignent les lignes en pointillés, de pente 1 en échelle logarithmique. La comparaison des deux courbes pour $R = 0{,}9$ mm et pour $R = 1{,}6$ mm montrent de plus que Ω est une fonction décroissante de R.

Une façon simple d'obtenir une vitesse angulaire par analyse dimensionnelle est de poser $\Omega \sim V/R$. Cette formule a l'avantage de refléter les deux observations faites sur la figure 3.6.a. Pour vérifier cette intuition, nous avons tracé Ω en fonction de V/R pour 4 différentes tailles de goutte, sur la figure 3.6.b. Toutes les données se regroupent sur une même droite de pente 0,27 : Ω semble donc bien varier linéairement avec V/R, et on a

$$\Omega \simeq 0{,}27\,\frac{V}{R}. \tag{3.2}$$

Le facteur 0,27 mérite d'être discuté, car il témoigne du glissement de la goutte sur les textures. En effet, si l'on avait $\Omega = V/R$, cela signifierait que le bas de la goutte est entrainé exactement à la vitesse de la surface. La goutte se mettrait alors en rotation tout en restant à l'endroit où elle a été déposée. Or ici la goutte tourne sur elle-même plus lentement qu'elle n'est entrainée. En effet, le liquide, au niveau de la surface, se déplace à une vitesse égale à $R\Omega + u$, où u est la vitesse du centre de masse de la goutte. Lorsque la goutte vient juste d'être déposée, on a $u \simeq 0$, il y a donc un saut de vitesse entre le liquide et la surface, qui dépasse 50 % de V.

Comme les gouttes considérées ici sont assez visqueuses, il serait logique que η joue un rôle, en particulier lorsqu'il y a entrainement par la surface et mise en rotation. Nous avons donc étudié l'influence de la viscosité η sur Ω. η est varié 60 et 700 mPa.s, en changeant le mélange glycérol/eau. Nous avons souhaité rester dans un régime plutôt visqueux pour que les gouttes soient en rotation solide, ce qui permet de mesurer Ω avec une certaine fiabilité. Les courbes $\Omega = f(V)$ pour trois viscosités η sont présentées sur la figure 3.7.

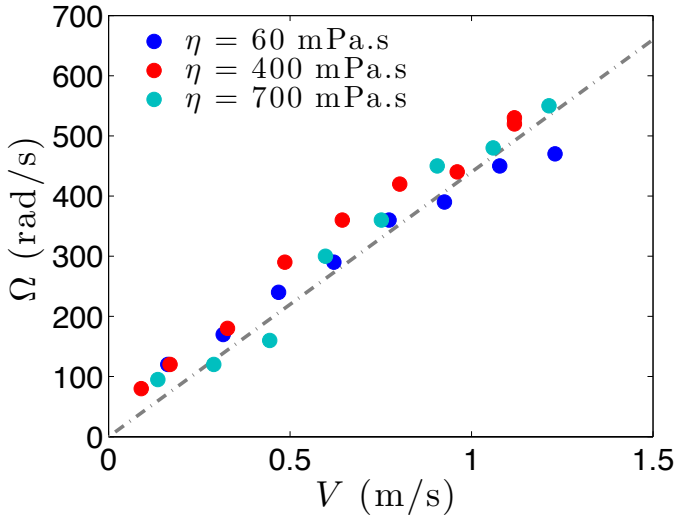


FIGURE 3.7 – a. Vitesse angulaire Ω en fonction de la vitesse V de la surface superhydrophobe pour des gouttes de viscosité η variée entre 60 et 700 mPa.s. Le rayon R des gouttes est fixé à $R = 0{,}9$ mm. La ligne en pointillés est un guide pour l'oeil.

Les trois courbes de la figure 3.7 se superposent sur une même droite, alors même que η varie d'un facteur 10 : η ne semble pas jouer de rôle déterminant sur Ω, ce qui confirme la loi proposée pour Ω (équation (3.2)).

Le rôle de la dissipation visqueuse apparait sûrement un petit peu plus tard. En effet, après avoir atteint une valeur maximale, Ω diminue (ce que l'on voit sur les derniers points de la figure 3.5.b).

La vitesse à laquelle Ω décroit (difficilement mesurable sur notre dispositif expérimental, où on ne peut suivre les gouttes que sur quelques centimètres) dépend par contre sûrement de η.

3.2 Gouttes cacahouètes

On remarque sur les figures 3.6 et 3.7 les valeurs élevées atteintes par Ω : pour $V = 1$ m/s (Fig. 3.7), les gouttes sont en rotation à plus de 400 rad/s, elles réalisent donc plus de 70 tours sur elles-même par seconde !

A ces rotations rapides, la force centrifuge F_c devient élevée. Faisons un calcul d'ordre de grandeur. La force centrifuge s'écrit en loi d'échelle $F_c \sim m\Omega^2 R$ où m est la masse des gouttes. On trouve alors : $F_c \simeq 10^{-6}.10^5.10^{-3} \simeq 10^{-4}$ N. La force capillaire, elle, s'écrit $F_\gamma \sim \gamma R \simeq 10^{-1}.10^{-3} \simeq 10^{-4}$ N. Pour $\Omega = 400$ rad/s, ces deux forces sont du même ordre de grandeur. Il y a donc une compétition entre la force centrifuge qui "tire" sur les gouttes et tend à augmenter leur taille et la tension de surface, qui résiste aux déformations. Ceci fait apparaitre un phénomène nouveau si l'on augmente encore légèrement la vitesse du plateau.

3.2.1 Apparition des bilobes

La figure 3.8 est une chronophotographie montrant le comportement d'une goutte d'un mélange de glycérol et d'eau (de viscosité $\eta = 100$ mPa.s) posée sur une surface superhydrophobe se déplaçant à $V = 1{,}5$ m/s, une valeur légèrement supérieure à ce que l'on a considéré précédemment.

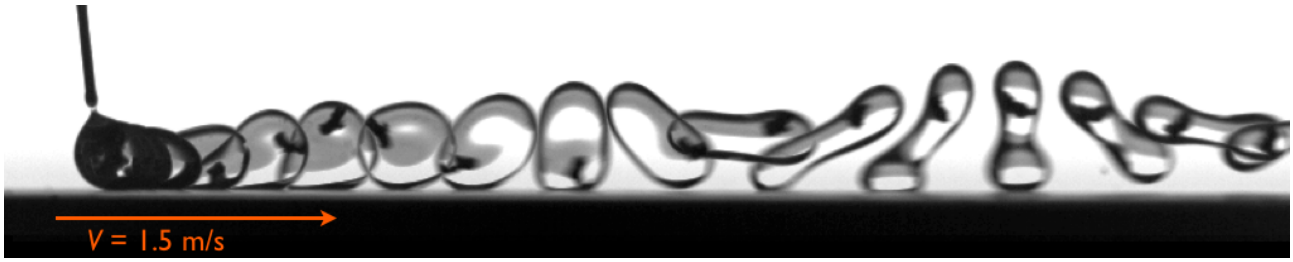


FIGURE 3.8 – Chronophotographie montrant le comportement d'une goutte de rayon $R = 0{,}9$ mm posée sur une surface superhydrophobe en mouvement (dans le sens de la flèche) à $V = 1{,}5$ m/s. Le liquide est un mélange de glycérol et d'eau, de viscosité $\eta = 100$ mPa.s. Les images sont séparées de 2,6 ms.

On observe sur la figure 3.8 un phénomène très différent de ce que l'on a à plus basse vitesse (figure 3.2). La goutte perd son axisymétrie et prend une forme de cacahouète, à deux lobes, qui avance sur la surface en rebondissant tour à tour sur ses deux "bras". Si l'on regarde de plus près ce qui se passe au tout début, on remarque que la goutte subit de fortes déformations sitôt déposée sur la surface du plateau. Elle prend fugitivement une forme de roue, plus épaisse sur les bords et creusée au centre. Cette roue se déstabilise ensuite rapidement (en moins d'une dizaine de millisecondes) pour prendre une forme bilobée, qui reste stable dans le temps. La particule (un grain de poivre) qui

a été placé dans la goutte montre la rotation très rapide du liquide, à une vitesse Ω égale à plusieurs centaines de radians par seconde.
Cette expérience est parfaitement reproductible : les formes à deux lobes apparaissent systématiquement à cette vitesse de surface. On peut les observer également à des vitesses plus élevées. Par contre, si l'on augmente trop V, ces formes deviennent instables et les deux bras se séparent, coupant ainsi la goutte en deux.

Pour mieux caractériser le changement de forme entre basse vitesse (sphères) et vitesse plus élevée (cacahouètes), nous avons mesuré la taille maximale L_{max} des gouttes en fonction de V. Sur la figure 3.9, on a tracé cette taille adimensionnée par R pour des vitesses V de la surface allant de 0 à 1,9 m/s.

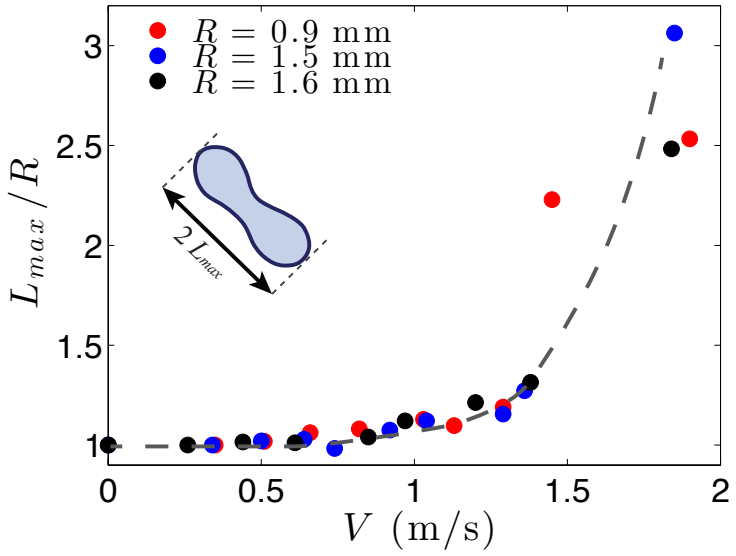


FIGURE 3.9 – Taille maximale L_{max} de gouttes (adimensionnée par leur rayon R) en fonction de la vitesse V de la surface superhydrophobe sur laquelle elles sont posées. La viscosité η du mélande eau/glycérol est fixée à $\eta = 100$ mPa.s et trois rayons R sont considérés ($R = 0{,}9$ mm, $R = 1{,}5$ mm et $R = 1{,}6$ mm). Le petit schéma indique comment L_{max} est mesuré. La ligne pointillée grise est un guide pour l'oeil.

On distingue sur la figure 3.9 deux (ou trois) régimes : pour $V < 1$ m/s, L_{max}/R augmente très faiblement avec V, tout en gardant une valeur proche de 1. Les gouttes ne sont donc quasiment pas déformées, alors que pour $V = 1$ m/s elles font déjà des dizaines de tours par seconde sur elles-même. La tension de surface résiste donc alors bien à la force centrifuge.
Entre $V = 1$ et 1,5 m/s, la taille des gouttes augmente plus rapidement. Sur les films, on voit parfois à ces vitesses le liquide prendre une forme de roue qui ne décolle pas de la surface.
Enfin, pour $V > 1{,}5$ m/s, L_{max} augmente tout à coup pour dépasser 2 fois le rayon R des gouttes : cela correspond au moment où les formes à deux lobes apparaissent. La vitesse critique V^c correspondant au saut de L_{max}/R est très nette : pour $R = 0{,}9$ mm, L_{max}/R passe de 1,2 à 2,2 alors que V n'a très peu varié, entre 1,30 et 1,45 m/s.

On remarque de plus que les points associés trois rayons R considérés se superposent : la déformation relative des gouttes dépend donc uniquement de V et pas de leur taille initiale. La vitesse V^c pour laquelle L_{max} augmente soudainement est ainsi la même quel que soit R.

Pour mieux caractériser la vitesse critique V^c de déstabilisation en cacahouètes, nous avons noté quelle forme était observée en fonction de V et de R. La figure 3.10 montre le diagramme de phase ainsi obtenu : dans la zone colorée en bleu, les gouttes ont une forme quasi-sphérique, alors que dans la zone rouge, elles prennent une forme de cacahouète. Les points expérimentaux sont marqués par des ronds bleus et rouges.

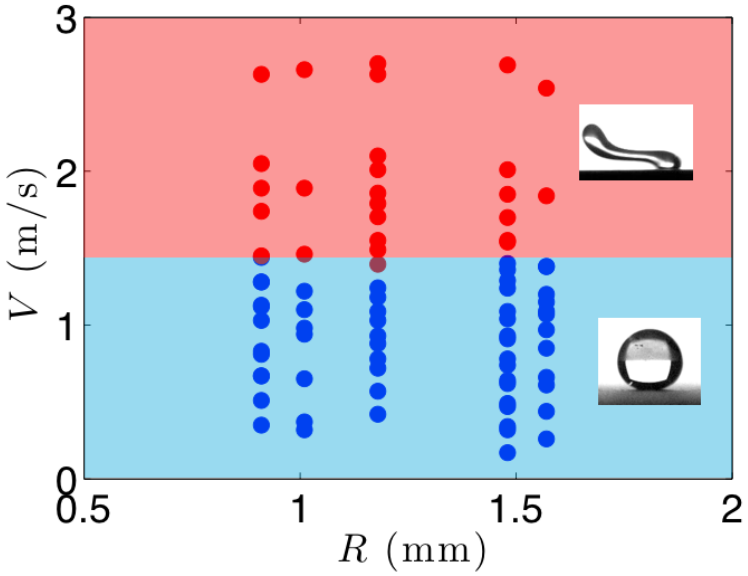


FIGURE 3.10 – Diagramme de phase montrant la forme prise par des gouttes (d'un mélange de glycérol et d'eau de viscosité $\eta = 100$ mPa.s) en fonction de leur rayon R et de la vitesse V de la surface superhydrophobe sur laquelle elles sont posées. Dans la zone bleue, le liquide a une forme sphérique, alors que dans la zone rouge, il prend une forme à deux lobes.

La figure 3.10 montre que la vitesse V^c d'apparition des bilobes est très clairement définie, avec moins de 5 % d'erreur. V^c ne dépend pas de R, ce qui est en accord avec ce que les résultats de la figure 3.9. Sur la figure 3.10, pour R allant de 0,9 mm à 1,6 mm, on trouve $V^c = 1{,}45 \pm 0{,}05$ m/s.

3.2.2 Modèles de planètes

Les formes prises par des liquides en rotation ont fait l'objet d'un grand nombre d'études depuis 150 ans. En effet, les gouttes servent de modèle pour déterminer les formes possibles des planètes, liquides dans leur prime jeunesse, et soumises à la fois à la force centrifuge et à une force de cohésion. Plateau [60] est le premier à réaliser, en 1843, une étude expérimentale du phénomène. Il place une masse d'huile d'olive de 10 cm de diamètre environ dans un mélange d'eau et d'éthanol ayant quasiment la même densité, de façon à ce que la grosse "goutte" ne monte ni ne descende. Il la met en rotation à l'aide d'une manivelle dont l'axe est attaché à un disque placé au milieu de l'huile (Fig. 3.11.a). Plateau remarque que selon la vitesse qu'il impose, l'huile peut prendre une forme d'anneau, ou une forme à deux lobes (Fig. 3.11.b et .c).

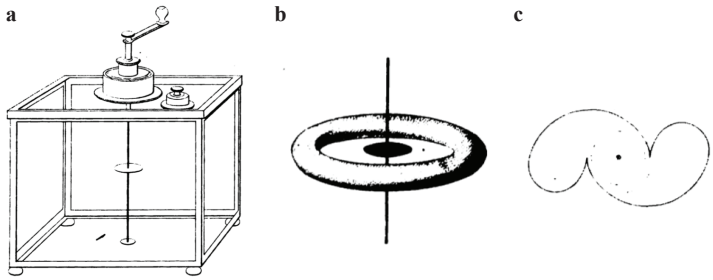


FIGURE 3.11 – Expérience de Plateau **a**. Montage : une masse d'huile d'olive (de 10 cm environ) est placée dans un mélange eau/éthanol de même densité. On fait tourner cette masse à l'aide d'une manivelle. **b**. Forme d'anneau prise par la goutte d'huile. **c**. Forme à deux lobes.

Les forces de friction assez élevées entre la goutte d'huile et le liquide environnant sont à l'origine de déformations assez importantes de la forme à deux lobes dont les bras sont assez étirés vers l'arrière, contrairement à la forme plus symétrique que l'on voit dans nos expériences (Fig. 3.8).

Une étude théorique des formes prises par des objets liquides en rotation à vitesse Ω (sans frottements) a été réalisée par Chandrasekhar [61] plus de 100 ans plus tard. Reprenant une idée de Poincaré [62], il a montré que les formes à deux lobes résultaient de la compétition entre tension de surface et force centrifuge. Soumises à ces deux forces antagonistes, les gouttes gardent une forme axisymétrique à basse vitesse de rotation ; mais dès que Ω dépasse une valeur critique Ω^*, la moindre perturbation les déstabilise et leur fait adopter une forme à deux lobes. Cohen *et al.* [63] ont complété ce travail en considérant des gouttes soumises à leur tension de surface ainsi qu'à une force électrostatique, s'éloignant ainsi des planètes pour modéliser le noyau atomique. Quelques années plus tard, Brown & Scriven [64] ont approfondi le travail de Chandrasekhar, et ont prédit l'existence d'autres instabilités à plus grande vitesse de rotation. La figure 3.12, tirée de l'article de Brown & Scriven, résume les formes possibles et leurs vitesses d'apparition.

Pour de faibles vitesses de rotation, L_{max} n'augmente quasiment pas avec Ω : la tension de surface résiste à la force centrifuge, les gouttes ne sont donc pas significativement étirées et gardent une forme axisymétrique. En revanche, lorsque la vitesse de rotation atteint une valeur critique $\Omega = \Omega^*$,

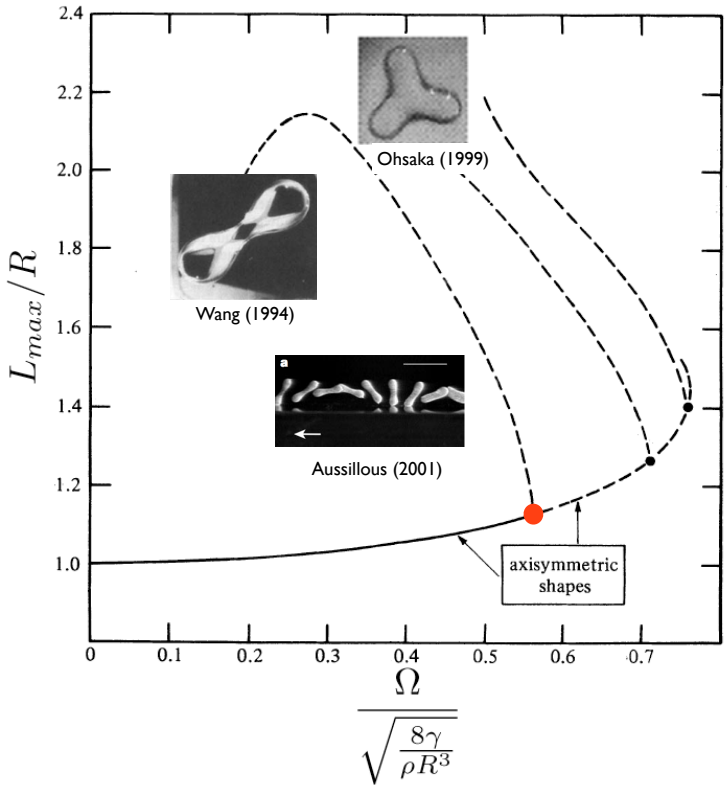


FIGURE 3.12 – Taille adimensionnée L_{max}/R de gouttes en rotation en fonction de leur vitesse de rotation angulaire Ω adimensionnée par une pulsation inertio-capillaire $\sqrt{\frac{\gamma}{\rho R^3}}$. Figure tirée de [64], les images (tirées de [65], [66] et [67]) ont été ajoutées.

une nouvelle branche apparait, sur laquelle L_{max}/R augmente très brutalement pour atteindre des valeurs de l'ordre de 2 : cette bifurcation est associée à l'apparition des formes à deux lobes prédite par Chandrasekhar. On peut remarquer en outre que les bilobes ne sont stables que pour des vitesses inférieures à Ω^*, ce qu'indique la position "en arrière" de la branche. La vitesse critique Ω^* pour laquelle une goutte se déstabilise en cacahouète a été déterminée de façon exacte. Elle vaut :

$$\Omega^* = 0{,}56\,\sqrt{\frac{8\gamma}{\rho R^3}} \tag{3.3}$$

soit $\Omega^* \simeq 430$ pour une goutte d'eau millimétrique ($\gamma = 72$ mN/m et $R = 1$ mm). Cette valeur correspond bien en ordre de grandeur aux valeurs maximales de Ω mesurées dans nos expériences (Fig. 3.6 et 3.7) pour $V \simeq 1{,}5$ m/s, juste avant la déstabilisation en bilobes. On peut également remarquer la similarité entre cette courbe $L_{max}/R = \mathrm{f}(\Omega)$ et celle de la figure 3.9 où L_{max}/R est tracé en fonction de V. Comme Ω est proportionnel à V (Fig. 3.6), il n'est pas surprenant que ces deux courbes se ressemblent.

En outre, la figure 3.12 montre que si l'on maintient plus longtemps la forme axisymétrique, on peut atteindre des vitesses $\Omega > \Omega^*$. Or pour $\Omega^{**} = 0{,}71\sqrt{\frac{8\gamma}{\rho R^3}}$ on observe une seconde bifurcation associée à une déstabilisation d'ordre supérieur où les gouttes prennent une forme de trilobe. Brown

& Scriven ont ainsi prédit l'apparition de formes à 3, 4 ou même 5 lobes si l'on parvient à empêcher les instabilités précédentes de se développer.

La vérification expérimentale des prédictions de Chandrasekhar et Brown (Fig. 3.12) n'a pas pu être réalisée avant quelques dizaines d'années, à cause d'une difficulté fondamentale : comment maintenir en lévitation et mettre en rotation des gouttes sans qu'elles ne soient amenées à toucher (et donc à mouiller) leur substrat ?

La technique de Plateau semble être une façon d'atteindre une sorte de lévitation. Cependant, il est difficile de comprendre pourquoi ce dispositif rend effectivement visibles les formes à deux lobes. En effet, la goutte d'huile est maintenue dans un liquide d'isodensité : lorsqu'elle est mise en rotation, elle exerce une pression sur le liquide environnant, qui y résiste. L'huile n'est donc pas soumise à la force centrifuge qui s'appliquerait si elle était en rotation dans l'air : or sans force centrifuge, les bilobes de Plateau ne devraient pas apparaître. Il est cependant possible que le mélange eau/éthanol qui environne les gouttes ne soit pas exactement à la même densité que l'huile (ce qui arrive à la moindre variation de température). Comme les gouttes sont maintenues en place par un disque, cela ne perturberait pas l'expérience, mais permettrait la naissance d'une force centrifuge réduite, cependant difficile à caractériser.

Une autre solution, utilisée par Wang *et al.* en 1986 [68] est de "supprimer" la gravité : ils ont donc réalisé leurs expériences dans un laboratoire spatial modulaire, le Spacelab, au sein de la navette Columbia. Dans cet environnement en microgravité, les gouttes lâchées dans l'air restent en lévitation. Elles sont maintenues en place, et mises en rotation par des forces acoustiques. Wang *et al.* ont observé pour la première fois grâce à cette technique la déstabilisation du liquide en deux lobes. Ils ont mesuré la taille des gouttes, et les formes prises en fonction de sa vitesse angulaire Ω : la courbe qu'ils obtiennent alors suit assez fidèlement les prédictions de Brown [65] (Fig. 3.12). Il leur a cependant été impossible de voir une autre déstabilisation que les bilobes.

Ces formes de cacahouètes ont également été observées sur Terre par P. Aussillous [66], une vingtaine d'années après les expériences dans l'espace. P. Aussillous utilise pour cela des gouttes enrobées de grains, qui n'adhèrent quasiment pas avec la surface sur laquelle elles sont posées. Lorsqu'elles dévalent un plan incliné, les gouttes enrobées se mettent en rotation très rapide, et lorsqu'elles quittent le substrat après quelques mètres d'élan, elles prennent les formes de cacahouètes prédites par Chandrasekhar (Fig. 3.12). De façon étonnante, P. Aussillous a montré que tant que le liquide, bien qu'en rotation à des vitesses $\Omega > \Omega^*$, restait au contact de la surface, ne se déstabilisait pas en bilobe. Il prend une forme de roue, creusée au centre et plus épaisse sur les côtés. Les roues sont visiblement stabilisées par la présence de la surface, car les formes à deux lobes apparaissent dès qu'on sépare la goutte du solide, en la faisant sauter sur un défaut, ou lorsqu'elle atteint le bord de la plaque.

Dans notre expérience, nous apercevons ces formes de roues, mais elles ne sont que transitoires. A cause de l'accélération très forte que le liquide subit au contact de la surface, il décolle naturellement

ce qui fait apparaitre les cacahouètes.

La formule théorique (3.3) donne la vitesse de rotation Ω^* pour laquelle les gouttes se déstabilisent en cacahouètes. Or dans nos expériences, on impose la vitesse V de la surface superhydrophobe plutôt que Ω : on mesure donc une vitesse critique V^c au lieu d'une vitesse angulaire critique Ω^*. On peut cependant faire le lien entre ces deux valeurs : sur la figure 3.6, on montre que la surface entraîne les gouttes à une vitesse Ω proportionnelle à V (Fig. 3.6). En combinant nos résultats expérimentaux (formule (3.2)) et la théorie de Chandrasekhar (3.3), on détermine la vitesse critique V^c d'apparition des cacahouètes. On trouve alors :

$$V^c = 5{,}8\sqrt{\frac{\gamma}{\rho R}}. \tag{3.4}$$

Le calcul exact de V^c donne $V^c = 1{,}5$ m/s pour un rayon $R = 0{,}9$ mm, ce qui est en bon accord avec le seuil mesuré pour les plus petites gouttes.

3.2.3 Discussion

La formule (3.4) prévoit cependant une dépendance de V^c en $\frac{1}{\sqrt{R}}$ qui n'est pas observée expérimentalement (Fig. 3.9 et 3.10). Sur la figure 3.10 en particulier, le rayon R des gouttes est varié d'un facteur 1,8 : la formule (3.4) prévoit une réduction de V^c de 25 % environ pour atteindre une valeur proche de 1,1 m/s pour les plus grosses gouttes, ce qui n'est visiblement pas le cas.
La différence est peut-être due à la présence de la surface, qui maintient le liquide dans une forme axisymétrique au-delà de la vitesse critique théorique, comme l'a montré P. Aussillous. Dans notre expérience, le liquide décolle naturellement du substrat superhydrophobe, peut-être à cause du cisaillement très fort auquel il est soumis lorsqu'il est accéléré. Or les gouttes les plus lourdes décollent moins facilement que les plus légères, car leur poids les maintient au contact de la surface. Alors que R augmente, la formule (3.4) prévoit une déstabilisation du liquide pour des vitesses plus faibles, mais celui-ci est maintenu sur le substrat par son poids plus élevé ; ce qui empêche l'apparition des cacahouètes et augmente la vitesse critique. Cela expliquerait pourquoi V^c ne dépend pas de R sur la figure 3.10.

Il est également intéressant de sonder le rôle joué par la viscosité η sur les formes prises par les gouttes. Dans l'équation (3.4), η n'apparait pas, mais il parait cependant jouer un rôle sur la mise en rotation des gouttes. Nous avons donc fait varier η d'un facteur 70, entre 10 mPa.s et 700 mPa.s. Pour chaque mélange d'eau et de glycérol, nous avons noté la forme prise par les gouttes en fonction de la vitesse V de la surface. Le diagramme de phase ainsi obtenu est présenté sur la figure 3.13.
Pour les gouttes les plus visqueuses ($\eta > 60$ mPa.s), la figure 3.13 montre que la vitesse critique V^c de déstabilisation en cacahouète est indépendante de η, un résultat en bon accord avec la prédiction théorique. On remarque cependant que pour des viscosités $\eta < 60$ mPa.s, V^c augmente quand η diminue, jusqu'à ce que l'on ne puisse plus voir de déstabilisation, pour $\eta < 10$ mPa.s. Cela peut

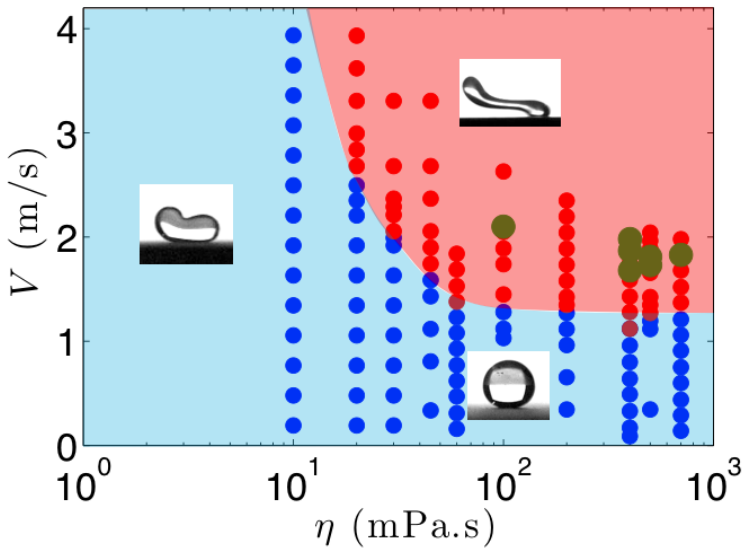


FIGURE 3.13 – Diagramme de phase montrant la forme prise par des gouttes (de glycérol et d'eau mélangés) en fonction de leur viscosité η et de la vitesse V de la surface superhydrophobe sur laquelle elles sont déposées. Leur rayon R est égal à 0,9 mm. Dans la zone rouge, le liquide se déstabilise en cacahouète. A basse viscosité, il se déstabilise pas, mais prend une forme de baleine d'autant plus marquée que V augmente. Les points verts montrent les cas où des trilobes ont été observés.

être lié au fait qu'alors qu'η diminue, les gouttes se mettent de moins en moins facilement en rotation, une condition nécessaire pour l'apparition des formes à deux lobes. Cela provoque une augmentation de V^c, jusqu'à ce que η ne soit plus suffisant pour mettre les gouttes en rotation solide : on cesse alors de voir les cacahouètes.

Aux plus faibles viscosités, on observe en effet des formes de gouttes très particulières, allongées dans le sens du mouvement et soulevées à l'arrière. Ces "baleines", déjà observées par P. Raux [57] pour des gouttes dévalant des plans inclinés superhydrophobes, sont le témoin des flux complexes au sein du liquide à faible viscosité, qui l'étirent et l'élèvent. Les gouttes-baleines ne sont visiblement pas en rotation solide : cela explique pourquoi les bilobes ne sont pas observables, même en augmentant fortement V.

3.3 Trilobes

3.3.1 Observations

Pour les liquides visqueux, on observe parfois un autre phénomène : alors que dans la grande majorité des cas, les gouttes prennent une forme à deux lobes, elles peuvent parfois adopter une forme très différente, montrée sur la chronophotographie de la figure 3.14.

Après avoir touché la surface, la goutte prend une forme non pas à deux, mais à trois lobes. Les trilobes, contrairement aux bilobes, sont instables : ils ne gardent leur forme que pendant quelques

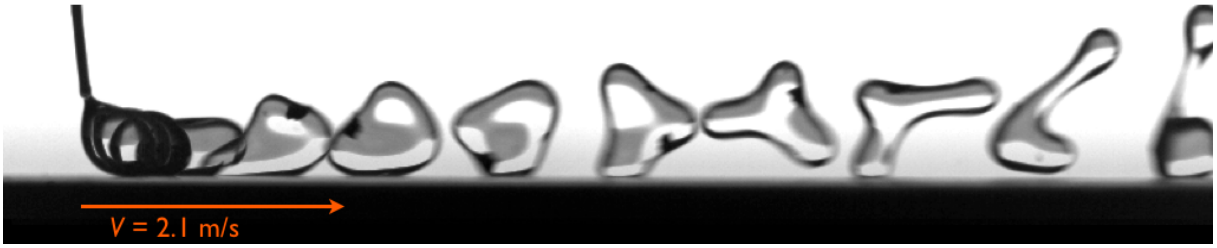


FIGURE 3.14 – Chronophotographie montrant le mouvement et les formes successives prises par une goutte de rayon $R = 0{,}9$ mm posée sur une surface superhydrophobe qui se déplace à vitesse $V = 2{,}1$ m/s. Les images sont séparées de 3,6 ms. La goutte adopte de façon temporaire une forme à trois lobes, qui se déstabilise ensuite en deux lobes.

dizaines de millisecondes, puis se déstabilisent en une forme à deux lobes (forme qui sur la figure 3.14 finit par être coupée en deux, mais ce n'est pas forcément le cas).

Au cours de nos expériences, nous avons vu une dizaine environ de ces trilobes, sur les centaines de gouttes posées sur la surface superhydrophobe en mouvement. Sur la figure 3.13, les points verts marquent les circonstances où les trilobes ont été observés : ceux-ci apparaissent quand le liquide posé est très visqueux ($\eta \geqslant 100$ mPa.s), et pour des vitesses de surface comprises entre 1,8 et 2,1 m/s. La vitesse V pour laquelle on voit des trilobes est donc toujours supérieure à la vitesse V^c d'apparition des cacahouètes.

Si on se place dans une zone où les formes à trois lobes sont susceptibles d'apparaitre, par exemple pour $V = 2$ m/s et $\eta = 400$ mPa.s, et qu'on dépose des gouttes de façon toujours identique, on ne verra un trilobe que pour une goutte sur 10 environ, toutes les autres se déstabilisant naturellement en bilobes. D'après les premières images des vidéos, il est impossible de deviner la forme que prendra le liquide : on ne peut pas distinguer ce qui qui provoquerait l'apparition des trilobes. Ceux-ci semblent donc assez aléatoires (dans les zones où ils peuvent exister).

3.3.2 Origine possible

L'étude théorique réalisée par Brown & Scriven [64] prévoit l'existence de formes à trois lobes : les gouttes adoptent cet aspect si leur vitesse de rotation Ω atteint une valeur

$$\Omega^{**} = 0{,}71 \sqrt{\frac{8\gamma}{\rho R^3}}. \tag{3.5}$$

qui correspond à la seconde bifurcation sur la figure 3.12.

On peut, comme au paragraphe 3.2.2, calculer la vitesse V de la surface correspondant à ce second seuil en vitesse (à l'aide des équations (3.2) et (3.5)). On trouve alors :

$$V_2^c = 7{,}4 \sqrt{\frac{\gamma}{\rho R}}. \tag{3.6}$$

Pour $R = 0{,}9$ mm, l'équation (3.6) donne $V_2^c = 1{,}8$ m/s, ce qui est en bonne adéquation avec le seuil d'apparition des trilobes reporté sur la figure 3.13.

Bien que prédits théoriquement, les trilobes ne devraient cependant pas apparaitre. Wang *et al.*, par exemple, ne les ont jamais vus au cours de leurs expériences dans l'espace. En effet, pour pouvoir les observer, il faut obliger le liquide à maintenir une forme axisymétrique pour des vitesses $\Omega > \Omega^*$ et donc trouver une technique pour empêcher les cacahouètes, stables, de se développer.

En 2000, Ohsaka *et al.* [67] ont forcé des gouttes millimétriques maintenues en lévitation par des ultrasons à se déstabiliser en trilobes (image sur la figure 3.12). La stratégie employée a été d'exciter le liquide en rotation par une oscillation axisymétrique à une fréquence particulière (celles des oscillations n=2) de façon à empêcher la forme à deux lobes d'apparaitre. Quelques années plus tard, Hill *et al.* [69] ont employé une méthode similaire (dans un dispositif de lévitation magnétique cette fois) pour faire apparaitre des formes à 3, mais également à 4 et 5 lobes.

Lorsque les gouttes sont posées sur une surface superhydrophobe en mouvement, les trilobes apparaissent spontanément, sans excitation extérieure particulière : comment l'expliquer ? La solution se cache peut être dans l'expérience historique de Plateau, où les gouttes sont maintenues dans un liquide de densité (presque) identique. E. Trinh [67] a observé en réalisant cette expérience que lorsqu'on augmente rapidement la vitesse de rotation des gouttes, celles-ci pouvaient prendre des formes à trois lobes, comme sur la figure 3.15. Les trois lobes sont sont déformés par les forces de friction avec le fluide environnant, comme les formes à deux lobes de Plateau (Fig. 3.11).

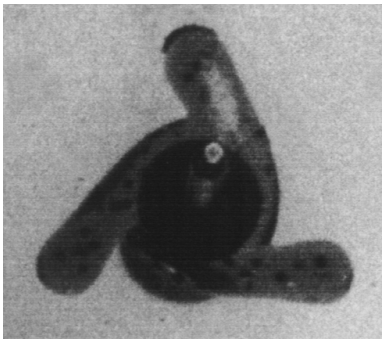


FIGURE 3.15 – Image d'une masse liquide à trois lobes observée par E. Trinh dans une expérience de Plateau, lorsque le liquide est entrainé rapidement par le disque placé en son centre. (Crédits : E. Trinh [67].)

Une explication proposée par Trinh pour expliquer l'apparition du trilobe dans l'expérience de Plateau est qu'en augmentant très (trop) rapidement la vitesse angulaire des gouttes, on crée un gradient de vitesse au sein du liquide qui empêcherait la formation des cacahouètes et permettrait aux formes de symétrie supérieure de se développer.

Cette théorie explique également la formation spontanée des trilobes (dans l'air) dans notre expérience. En effet, au moment où les gouttes sont déposées sur la surface superhydrophobe, leur base est entrainée très rapidement par le solide alors que le haut est encore plutôt immobile. Les interactions entre les gouttes et le substrat sont donc à l'origine de gradients de vitesse assez importants au sein du liquide, un rôle joué par les forces de friction liquide/liquide dans l'expérience de Plateau. Les

gradients empêchent peut-être (temporairement) la déstabilisation en cacahouètes, et permettent aux trilobes d'apparaitre si $V > V_2^c$.

3.4 Transition à la lévitation

Que se passe-t-il maintenant si on continue d'augmenter la vitesse V de la surface superhydrophobe sur laquelle on dépose les gouttes ? Peut-on voir d'autres formes de symétrie plus élevée ? Nous n'avons malheureusement pas réussi à faire apparaitre de formes à 4 ou 5 lobes : la figure 3.16, qui montre les formes prises par les gouttes lorsqu'on augmente V jusqu'à 12 m/s, nous permet d'en comprendre la raison.

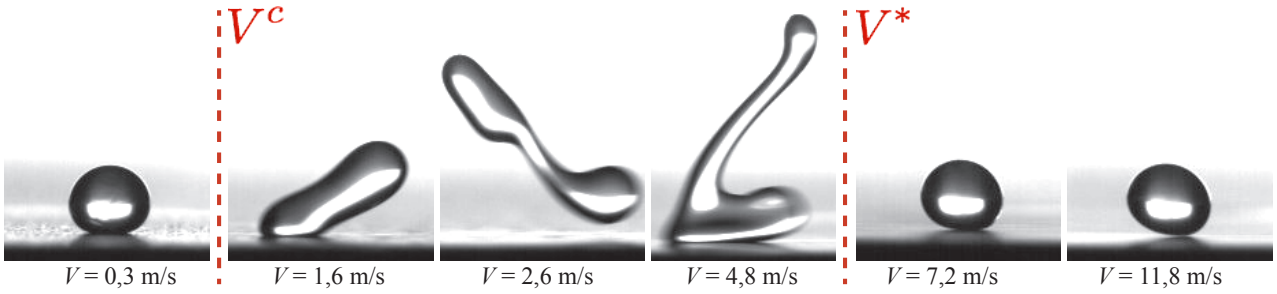


FIGURE 3.16 – Exemple de formes prises par une goutte de viscosité $\eta = 100$ mPa.s posée sur une surface superhydrophobe, pour différentes vitesses de la surface.

Sur les deux premières images de la figure 3.16, pour $V < 2{,}6$ m/s on retrouve la transition précédente, entre forme axisymétrique (pour $V < V^c = 1{,}5$ m/s) et bilobes (pour $V > V^c$).
Si on continue d'augmenter V, les formes à deux lobes continuent d'apparaitre, mais sont de plus en plus déformées : elles sont étirées au contact de la surface qui les entraine trop vite, et elles finissent par se déchirer (pour V = 2,6 m/s et $V = 4{,}8$ m/s sur la figure 3.16). Les interactions entre la surface et le liquide sont donc trop fortes : les gouttes sont disloquées et ne peuvent adopter des formes à 4 lobes.
On s'attendrait à ce que ce phénomène s'amplifie si on continue d'augmenter V, pour donner des gouttes étirées, disloquées, informes. Cependant, à partir de $V = 6$ m/s, le liquide garde une forme sphérique. Il avance lentement sur la surface du plateau, sans subir aucune déformation (Fig. 3.16 pour $V = 7{,}2$ et 11,8 m/s).
Si on analyse plus précisément la forme des gouttes, on remarque deux choses : elles sont légèrement inclinées vers l'avant, et pour $V = 11{,}8$ m/s on distingue un mince trait lumineux entre le liquide et la surface. La solution du "mystère" des gouttes sphériques à haute vitesse se trouve donc au chapitre 1 : à ces vitesses, la couche limite d'air entrainée par le mouvement du plateau permet de repousser les gouttes avant même qu'elles ne touchent la surface superhydrophobe : on a atteint le seuil de lévitation dynamique.

Pour des vitesses V comprises entre 4,8 et 7,2 m/s, on observe d'ailleurs parfois des formes intermé-

diaires entre lévitation dynamique et contact superhydrophobe. Les gouttes s'avancent lentement, en gardant une forme ronde, et sont brutalement déstabilisées au bout d'un trajet de l'ordre de 5 à 6 fois leur taille. On suppose qu'à ces vitesses intermédiaires, le liquide est en lévitation dynamique, mais peut toucher ponctuellement le sommet des textures de la surface superhydrophobe, ce qui les accélère et peut les déstabiliser.

Une autre façon de mesurer la transition entre entrainement superhydrophobe et lévitation dynamique est de déterminer la force qui s'applique sur les gouttes et qui les fait avancer sur la surface. Pour cela, nous suivi la position $x(t)$ du centre de masse du liquide, et nous en avons déduit F, comme au paragraphe 2.1.2. La figure 3.17 montre la courbe $F = \mathrm{f}(V)$ ainsi obtenue, pour un mélange glycérol/eau de viscosité $\eta = 100$ mPa.s et pour un rayon $R = 1{,}2$ mm.

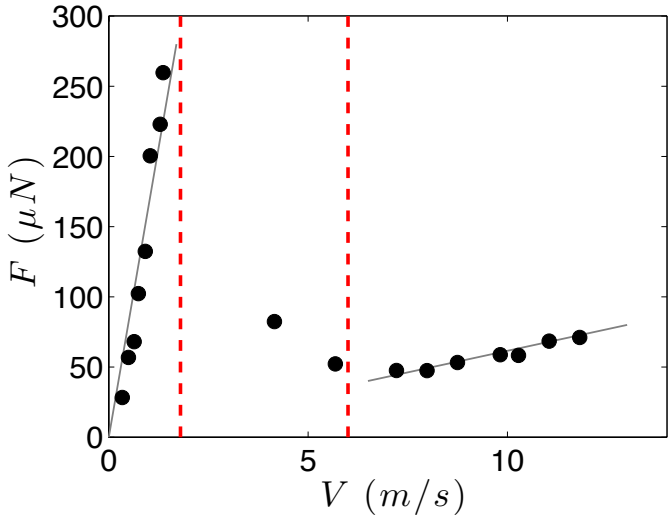


FIGURE 3.17 – Force F responsable de l'entrainement de gouttes (de viscosité $\eta = 100$ mPa.s et de rayon $R = 1{,}3$ mm) posées sur une surface superhydrophobe en mouvement à vitesse V. Les deux traits rouges verticaux tracent les vitesses pour lesquelles les gouttes se déstabilisent, ce qui empêche les mesures.

Pour $V < 1{,}5$ m/s, F augmente linéairement avec V. Cette augmentation est très rapide, et F atteint quelques centaines de µN pour $V \simeq 1$ m/s. Ces résultats (les valeurs de F, et la linéarité de F avec V) sont en bon accord avec les mesures déjà faites dans le régime d'entrainement superhydrophobe (Fig. 3.4). Nous avons en effet vu que l'accélération a des gouttes augmente linéairement avec V ; de plus, les valeurs de a ($a \simeq 10$ m/s^2) donnent bien une force $F \sim \rho R^3 a$ de l'ordre de la centaine de µN.

A partir de $V = V^c = 1{,}5$ m/s, les gouttes se déstabilisent en bilobes. Elles ne gardent pas une forme axisymétrique suffisamment longtemps pour permettre de faire une mesure fiable de F. Nous avons noté sur la figure 3.17 par deux lignes verticales rouges les deux limites de vitesses entre lesquelles les gouttes perdent leur forme axisymétrique, entre V^c et V^* (où elles commencent à léviter).

On peut à nouveau mesurer F à partir de $V \simeq 4$ m/s : on est alors dans un régime "intermédiaire"

entre entrainement superhydrophobe et lévitation dynamique. Selon le cas, les gouttes gardent une forme sphérique pendant assez longtemps (permettant ainsi une mesure de F), ou se déstabilisent et partent très rapidement avec la surface. Dans ce régime, la force F qui entraine les gouttes est nettement plus faible que pour $V = 1$ m/s, avec des valeurs en dessous de 100 µN, et F décroit avec V. Cela est sûrement dû au fait qu'alors que V augmente, les gouttes touchent de moins en moins la surface superhydrophobe, et sont donc de moins en moins entrainées par leur substrat.

A partir de $V = 6$ m/s, le liquide est en lévitation dynamique. Il est donc entrainé uniquement par le mouvement de l'air sous-jacent et autour de lui (cf. paragraphe 2.1.2). Dans ce régime, F augmente lentement avec V, avec des valeurs en bon accord avec les mesures réalisées en lévitation dynamique (paragraphe 2.1.2). Les valeurs de F sont nettement plus faibles que lorsque les gouttes touchent la surface superhydrophobe, ce qui est logique, puisque l'air entraine beaucoup moins le liquide que les textures.

Conclusion

L'expérience, très simple, qui consiste à poser une goutte sur une surface non mouillante en mouvement soulève donc toutes sortes de questions intéressantes.
Nous avons montré que cette expérience permet de contrôler la forme des gouttes. Elles restent sphériques à basse vitesse, pour $V < V^c = 1{,}5$ m/s, mais se déstabilisent pour prendre des formes à deux lobes au-delà de cette vitesse critique. Au delà de $V_2^c = 1{,}8$ m/s on voit parfois apparaitre des formes à trois lobes pour les gouttes les plus visqueuses ($\eta \geqslant 400$ mPa.s). C'est la première fois que l'on voit ces formes, instables, sans forçage particulier. L'interaction du liquide avec la surface superhydrophobe, qui l'entraine et le met en rotation semble essentielle pour expliquer leur origine. Enfin, les modèles proposés par Chadrasekhar puis par Brown permettent de comprendre les deux seuils de déstabilisation en bilobes et en trilobes.
En augmentant encore la vitesse du plateau, on passe d'un régime d'entrainement superhydrophobe à un régime de lévitation dynamique où le liquide cesse de toucher la surface en mouvement. Celui-ci garde alors une forme quasi-sphérique et avance au-dessus du plateau, beaucoup plus lentement que lorsqu'il est en contact avec les textures.

L'étude des formes prises par des masses liquides en rotation, initiée par Plateau, avait pour but la compréhension des formes des planètes, soumises à la force centrifuge lorsqu'elles sont encore liquides, et donc "malléables". Même si personne n'a observé pour le moment de planète-cacahouète, on peut observer ces objets, à plus petite échelle, sur Terre. En effet, on peut trouver dans certaines zones des pierres d'origine extra-terrestre, dont l'aspect est étonnamment proche de roues ou de bilobes (Fig. 3.18).

Ces roches sont issues de la collision de météorites de grande taille avec la Terre. Après l'impact, des morceaux de roche en fusion sont éjectées dans l'atmosphère, sur plusieurs milliers de kilomètres. Les

FIGURE 3.18 – Exemples de formes de tectites, des roches issues de l'impact d'une météorite sur Terre. Les images **a**, **b** et **c** sont extraites de [70] et l'image **d** de [71].

pierres retrouvées, parfois à de très grandes distances du lieu de la collision, sont appelées tectites du grec τεκτός qui signifie fondu. Leur allure si particulière est lié au fait qu'elles durcissent pendant leur vol, alors qu'elles sont en rotation rapide sur elles-mêmes. Les belles formes prises par le liquide sont alors figées. Cette explication de l'origine des tectites a été validée en laboratoire par Tanton *et al.* [72] qui ont créé des tectites "artificielles" en étain en faisant sécher des gouttes maintenues en rotation dans un cylindre creux. Butler *et al.* [70] ont réalisé des simulations numériques du refroidissement des tectites, et ont ainsi pu comparer les formes prédites numériquement aux formes réelles des roches.

Si on peut aisément comprendre l'origine des formes allongées comme celles de la figure 3.18.b ou .c, trouver la raison pour laquelle les roches peuvent avoir l'aspect de roues (Fig. 3.18.d) semble beaucoup moins évident. En effet, les expériences en laboratoire montrent que les roues ne sont stabilisées qu'au contact d'une surface, une occasion qui se présente assez rarement pour de la lave en fusion éjectée à grande vitesse dans l'atmosphère. Il faut donc peut être chercher leur origine plus loin, dans la dynamique du refroidissement par exemple.

Chapitre 4

Rebonds et propriétés des surfaces non-mouillantes

Sommaire

4.1 Rebond superhydrophobe 96

4.1.1 Caractéristiques du rebond 96

4.1.2 Temps de contact 99

4.2 Un rebond en deux temps 101

4.2.1 Temps d'étalement 101

4.2.2 Temps de rétraction 104

4.2.3 Conclusion 106

4.3 Comparaisons : caléfaction et balles élastiques 107

4.3.1 Rebond en caléfaction 107

4.3.2 Un ressort liquide ? 108

La dynamique de l'étalement a été étudiée par Pierre Chantelot au cours de son stage de Master 2 de Mécanique des Fluides (MFFA)

La très faible adhésion des liquides sur des surfaces hydrophobes texturées est à l'origine de toutes sortes de propriétés nouvelles. Par exemple, les gouttes sont très mobiles et roulent sur le substrat en suivant la ligne de plus grande pente pour peu qu'il soit légèrement incliné. Au chapitre 3, nous avons montré que l'on pouvait jouer sur la mise en rotation des gouttes pour les voir prendre des formes surprenantes à deux ou trois lobes, que l'on ne peut généralement faire apparaitre que lorsque le liquide est maintenu en lévitation dans l'air.

Cette adhésion presque nulle a une autre conséquence spectaculaire : les gouttes qui tombent sur une surface superhydrophobe n'y restent pas collées mais rebondissent. Cette propriété étonnante, illustrée sur la figure 4.2 (qui montre le rebond de gouttes d'eau de rayon $R = 1{,}3$ mm à deux vitesses

différentes) a été étudiée par D. Richard en 2002 [14]. Le rebond permet au substrat de rester sec même sous la pluie, et limite les échanges (de chaleur, de moment) qui ont lieu lorsque les gouttes sont en contact avec la surface. Cela peut être un inconvénient si on souhaite refroidir une surface très chaude ; mais c'est également un avantage si l'on veut éviter que le liquide ne gèle au contact d'une surface froide (comme le font les gouttes de pluie en surfusion au contact des ailes d'avion). Le rebond donne ainsi aux surfaces superhydrophobes des propriétés anti-gel. Jung *et al.* [73] ont montré que des gouttes d'eau en surfusion (à -15°C) posées sur des surfaces superhydrophobes à la même température gelaient en 20 ms environ, un temps qui est de l'ordre de grandeur du temps de contact des gouttes sur une surface superhydrophobe. Ainsi, l'eau peut rebondir avant de geler, évitant ainsi qu'une couverture de glace ne se développe sur le substrat. L. Mishchenko *et al.* [74] ont étudié ce phénomène en particulier : ils ont montré que sur une surface superhydrophobe une goutte en surfusion (à -5°C) pouvait rebondir avant de geler, à condition que la surface ne soit pas trop froide : sur la figure 4.1, l'eau peut rebondir d'une surface à -15°C mais gèle à -30°C.

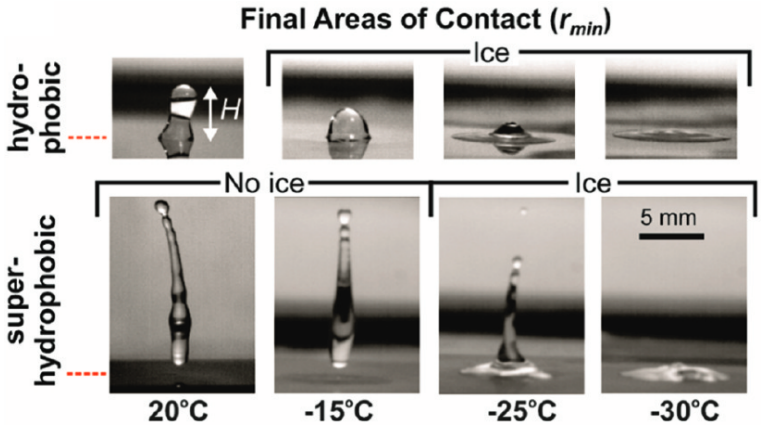


FIGURE 4.1 – Images de gouttes d'eau surfondue lâchées de 10 cm de haut au maximum de leur rétraction sur une surface hydrophobe ou superhydrophobe, pour différentes températures de substrat. Image tirée de [74].

Caractériser le mécanisme du rebond sur des surfaces superhydrophobes peut donc permettre de mieux comprendre les échanges qui ont lieu entre les gouttes et la surface. Cela peut également ouvrir des pistes de techniques pour permettant d'augmenter encore les propriétés non-mouillantes des surfaces texturées.

4.1 Rebond superhydrophobe

4.1.1 Caractéristiques du rebond

Etapes d'étalement et de rétraction

La figure 4.2 montre des images caractéristiques du rebond d'une goutte d'eau sur une surface en silicium, rendue superhydrophobe par un traitement commercial en spray (de l'Ultra Ever Dry).

La surface du substrat ainsi traitée est couverte par une couche de nanoparticules (hydrophobes) de silice, ce qui lui confère d'excellentes propriétés non-mouillantes. Sur la figure 4.2, on a lâché des gouttes d'eau de rayon $R = 1{,}3$ mm à l'aide d'une aiguille calibrée, et on a filmé le rebond à 10 000 images par seconde à l'aide d'une caméra rapide (Phantom V9), ce qui permet d'accéder aux détails de la dynamique de l'impact. Les images obtenues pour deux vitesses d'impact différentes ($U = 0{,}6$ m/s et $U = 1{,}1$ m/s) sont présentées sur la figure 4.2.a et .b. Nous avons également mesuré le rayon de contact r_c du liquide avec la surface superhydrophobe, que nous avons tracé en fonction du temps t sur la figure 4.2.c pour les deux vitesses ($U = 0{,}6$ m/s en rouge, et $U = 1{,}1$ m/s en noir). L'origine du temps est prise lorsque le bas de la goutte touche la surface superhydrophobe.

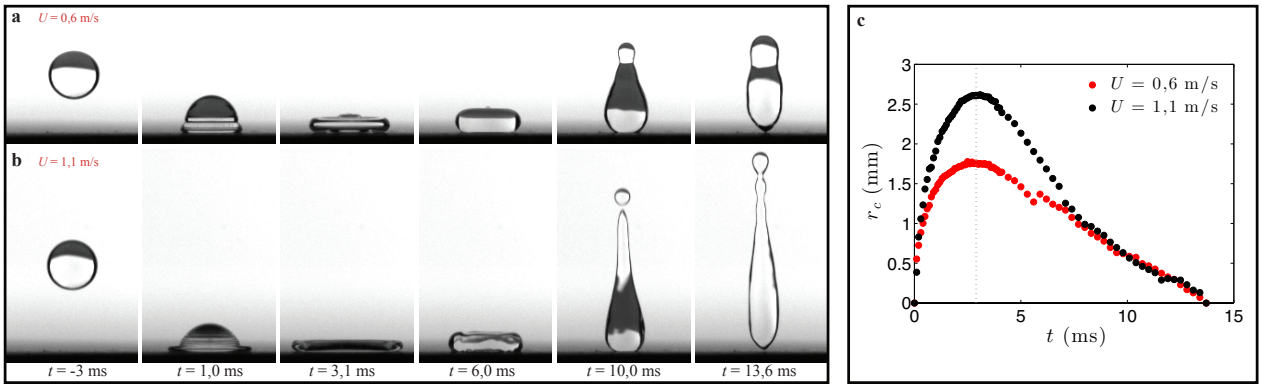


FIGURE 4.2 – Rebond de gouttes d'eau de rayon $R = 1{,}3$ mm sur une surface de silicium traitée de façon superhydrophobe. **a**. Images du rebond pour $U = 0{,}6$ m/s. **b**. Images du rebond pour $U = 1{,}1$ m/s. L'échelle des temps est la même pour **a** et **b** : les deux gouttes rebondissent après un temps quasiment identique : $\tau_0 = 13{,}7$ ms pour $U = 0{,}6$ m/s et $\tau_0 = 13{,}5$ ms pour $U = 1{,}1$ m/s). **c**. Rayon de contact r_c entre l'eau et la surface superhydrophobe, pour les deux vitesses considérées : $U = 0{,}6$ m/s (en rouge) et $U = 1{,}1$ m/s (en noir).

La figure 4.2.a montre l'impact d'une goutte d'eau lâchée d'une hauteur assez faible (2 cm environ). La première phase du rebond est une phase d'étalement : la partie de la goutte qui entre en contact avec la surface forme un film de quelques centaines de microns d'épaisseur (visible dès $t = 1{,}0$ ms) qui progresse. A $t = 3{,}1$ ms, la goutte a atteint son degré maximal d'étalement. Elle a, vue de côté, l'air de former un film d'épaisseur constante h, et de rayon R_{max}. En réalité, l'épaisseur du film n'est pas uniforme : des bourrelets de liquide se forment au bord du film lors de l'étalement, la goutte aplatie est donc légèrement plus mince au centre et plus épaisse au bord. Après avoir atteint R_{max}, le film se rétracte ($t = 6{,}0$ ms). Cela crée des flux de liquide convergents vers le centre, qui étirent verticalement le liquide (entre $t = 8$ ms et $t = 13{,}5$ ms) et le font décoller de la surface. Le temps de contact, pris au moment où le bas de la goutte quitte la surface, est égal à $\tau_0 = 13{,}7$ms.

A plus grande vitesse d'impact (Fig. 4.2.b) la dynamique du rebond reste sensiblement la même. On observe cependant que la goutte s'aplatit plus lors de l'étalement : elle forme à $t = 3{,}1$ ms un film de rayon maximal R_{max} plus grand de presque 60% pour une vitesse d'impact multipliée par 1,8 par rapport à la figure 4.2.a. Au moment du rebond, la goutte présente une forme nettement plus

allongée que sur la figure 4.2, qui se fragmente alors qu'elle quitte la surface. Malgré ces différences, le temps de contact τ_0 du liquide sur le substrat superhydrophobe est quasiment identique dans les deux cas (Fig. 4.2.a et .b) : on mesure $\tau_0 = 13{,}7$ ms pour $U = 0{,}6$ m/s et $\tau_0 = 13{,}5$ ms pour $U = 1{,}1$ m/s.

Les variations du rayon de contact r_c en fonction du temps (Fig. 4.2.c) donnent d'autres informations. Tout d'abord, on remarque que la dynamique étalement/rétraction n'est pas symétrique : les gouttes s'étalent beaucoup plus vite qu'elles ne se rétractent : la phase d'étalement dure 1/4 de τ_0 environ, et le démouillage les 3/4 du temps restant. De façon surprenante, il semble que les gouttes atteignent leur étalement maximal en même temps pour $U = 0{,}6$ m/s et $U = 1{,}1$ m/s, comme le souligne la ligne en pointillés grise sur la figure 4.2.c. A plus grande vitesse d'impact, les gouttes s'étalent donc plus, mais plus rapidement, et ces deux effets semblent se compenser, permettant à R_{max} d'être atteint en même temps. Il en est de même pour la rétraction : pour $U = 1{,}1$ m/s la goutte se rétracte sur une plus grande distance mais plus vite que pour $U = 0{,}6$ m/s, et les deux gouttes rebondissent en même temps.

Rayon maximal d'étalement R_{max}

Une des façons de caractériser le rebond est d'étudier les variations du rayon maximal d'étalement R_{max} des gouttes. C. Clanet [75] a mesuré R_{max} pour des gouttes d'eau et de mercure en fonction de U et de leur rayon R. Dans le régime des grands nombres de Weber (pour $We \gg 1$), il a montré que R_{max} augmente avec U (ce que l'on pressent sur la figure 4.2), selon la loi de puissance $R_{max} \propto U^{1/2}$. De plus, toutes les données obtenues se regroupent sur une même courbe lorsqu'on trace R_{max}/R en fonction du nombre de Weber, comme l'indique la figure 4.3.

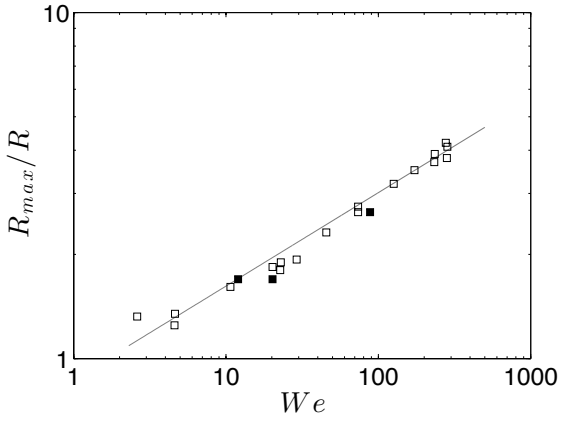


FIGURE 4.3 – Rayon maximal d'étalement R_{max} (adimensionalisé par R) de gouttes d'eau (carrés blancs) et de mercure (carrés noirs) sur une surface superhydrophobe en fonction du nombre de Weber (We). La droite en gris trace la courbe de formule $R_{max}/R = 0{,}9\,We^{0{,}27}$. Les données de ce graphique sont tirées de [75].

La droite maîtresse a, sur cette figure en log-log, une pente de 0,27, ce qui suggère que R_{max} suit la loi d'échelle suivante :

$$R_{max} \sim RWe^{1/4} \sim R\left(\frac{\rho U^2 R}{\gamma}\right)^{1/4} \tag{4.1}$$

où ρ est la masse volumique des gouttes et γ leur tension de surface. Les mesures de R_{max} réalisées pour des gouttes de mercure (carrés noirs) s'alignent très bien avec celles pour l'eau, ce qui semble également confirmer la dépendance en γ proposée par la formule (4.1) (le mercure a une tension de surface $\gamma = 436$ mN/m, 6 fois plus élevée que celle de l'eau).

La dépendance de R_{max} avec le nombre de Weber peut facilement se comprendre : lors de l'étalement, deux forces toujours antagonistes sont en présence : la force inertielle, qui fait grandir le film, et la force capillaire, qui résiste à l'augmentation de surface de la goutte. L'origine de la puissance 1/4 dans la formule (4.1) est plus subtile. En effet, si l'on fait compare simplement l'inertie et la tension de surface, en considérant par exemple que R_{max} est atteint lorsque toute l'énergie cinétique de la goutte transformée en tension de surface, on trouve une loi de puissance en $We^{1/2}$. Une formule similaire a été proposée par Chandra et Avedisian [76] : en considérant la conservation de l'énergie au cours du rebond, ils obtiennent une loi pour R_{max} de la forme : $R_{max}/R = (1/3We + 4)^{1/2}$.
Pour expliquer la puissance 1/4 mesurée sur la figure 4.3, C. Clanet suppose que le film liquide s'étale dans un champ de gravité artificiellement augmenté par la décélération de la goutte à l'impact. Le nouveau champ de pesanteur g^* s'écrit en loi d'échelle $g^* \sim U^2/R$. Il est de l'ordre de 1000 pour $U = 1$ m/s et $R = 1$ mm : il est donc très nettement supérieur à g, tant que l'on reste dans le régime des grands nombres de Weber. En supposant que l'épaisseur du film à l'étalement maximal se fixe à la longueur capillaire a^* dans ce nouveau champ de pesanteur g^*, la conservation du volume donne la loi observée expérimentalement.

Cette loi en $We^{1/4}$ fait cependant débat. En effet, si elle a été également obtenue par le groupe de D. Lohse sur des surfaces superhydrophobes à plots [77], d'autres expériences sur des surfaces quasiment identiques [78] donnent une dépendance de $We^{1/2}$. En tout état de cause, ces deux lois de puissance sont peu différentes pour les nombres de Weber considérés ($10 < We < 1000$).

4.1.2 Temps de contact

Une autre caractéristique essentielle du rebond est le temps de contact τ_0 que passe la goutte sur la surface superhydrophobe. La figure 4.2 nous a montré que pour des gouttes de rayon $R = 1{,}3$ mm, ce temps est de l'ordre d'une dizaine de millisecondes. De façon étonnante, τ_0 est quasiment identique pour les deux vitesses d'impact U considérées, alors que U est doublée dans la seconde expérience.

L'étude réalisée par D. Richard en 2002 [14] a en effet montré que τ_0 ne dépend pas de la vitesse d'impact des gouttes U (Fig. 4.4.a), tant que leur vitesse est supérieure à quelques dizaines de cm/s, et cela malgré la très grande diversité de formes prises par le liquide : si l'eau est assez peu déformée à basse vitesse, elle se fragmente en une petite dizaine de morceaux au moment du rebond à grande vitesse.

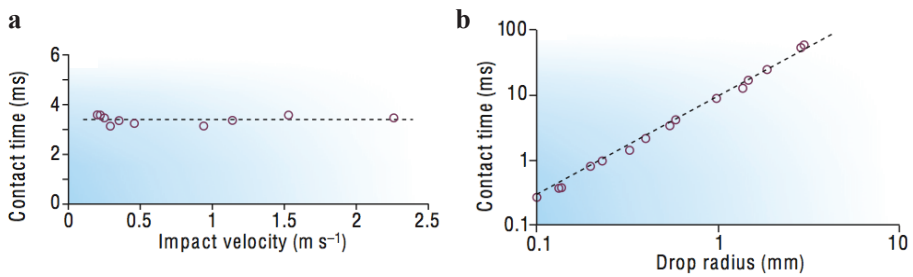


FIGURE 4.4 – Temps de contact τ_0 de gouttes d'eau sur une surface superhydrophobe. **a**. En fonction de la vitesse d'impact U des gouttes. **b**. En fonction de leur rayon R (Graphiques extraits de [14]).

La figure 4.4.b montre que τ_0 dépend en revanche très fortement de la taille des gouttes : si les plus petites ($R = 0{,}1$ mm) rebondissent en quelques dixièmes de milliseconde ($\tau_0 = 0{,}26$ ms), les gouttes dont la taille approche la longueur capillaire mettent 100 fois plus de temps à rebondir ($\tau_0 = 24$ ms pour $R = 1{,}9$ mm). En échelle logarithmique, toutes les données de la courbe $\tau_0(R)$ s'alignent sur une même droite, de pente 3/2. On a donc $\tau_0 \propto R^{3/2}$.

On peut comprendre ces résultats par une loi d'échelle, qui présente l'avantage de ne pas tenter d'appréhender les subtilités de l'impact à la dynamique très complexe, mais donne une vision globale du phénomène. En effet, tout au long du rebond, l'inertie de la goutte et sa tension de surface s'opposent. Cela suggère que, comme R_{max}, τ_0 est une fonction du nombre de Weber. On peut donc l'écrire $\tau_0 \sim \frac{R}{U} We^{\alpha}$ en prenant R/U le temps adimensionné le plus simple. Comme τ_0 ne dépend pas de U, la seule solution possible est $\alpha = 1/2$, qui donne :

$$\tau_0 \sim \sqrt{\frac{\rho R^3}{\gamma}}. \tag{4.2}$$

Cette formule est en très bon accord avec les observations expérimentales (Fig. 4.4) : en particulier, elle donne bien $\tau_0 \propto R^{3/2}$. On peut alors remarquer que la formule (4.2) correspond au temps caractéristique T d'un système masse/ressort ($T \sim \sqrt{\frac{m}{K}}$ avec m la masse du ressort et K sa raideur). Cela suggère que pendant le rebond, les gouttes se comportent comme de petits ressorts de masse $m \sim \rho R^3$ et de raideur γ donnée par leur tension de surface.

Les expériences de D. Richard permettent de déterminer le préfacteur associé à cette loi, qui est égal ici à 2,6. De nombreuses expériences ont été réalisées par la suite sur d'autres surfaces superhydrophobes [79] [80] [81] [82], et les mesures de τ_0 réalisées donnent généralement une valeur du préfacteur assez proche de 2,6, et parfois légèrement plus élevée, atteignant 3 ou 4. Un tableau présentant cette donnée pour de multiples études est proposé dans [83].

4.2 Un rebond en deux temps

Si on regarde un petit peu plus finement la dynamique du rebond (Fig. 4.2), on remarque que τ_0 est la somme d'un temps d'étalement τ_s et d'un temps de rétraction τ_r, ce qui s'écrit :

$$\tau_0 = \tau_s + \tau_r. \tag{4.3}$$

La figure 4.2.c montre qu'étalement et rétraction ne sont pas symétriques, tant au niveau des mouvements du liquide que dans les temps qui leur sont associés, car la goutte met trois fois plus de temps à se rétracter qu'à s'étaler. Or si la loi d'échelle $\tau_0 \sim \sqrt{\frac{\rho R^3}{\gamma}}$ est vraie, cela suggère que τ_s et τ_r suivent également cette loi...

4.2.1 Temps d'étalement

De façon étonnante, personne à notre connaissance n'a tenté de déterminer la loi fixant τ_s. Pour vérifier notre prédiction d'échelle, nous avons donc mesuré τ_0 et τ_s en fonction de la vitesse d'impact U des gouttes (Fig. 4.5.a) ou de leur rayon R (Fig. 4.5.b). On détermine τ_s à partir des courbes $r_c(t)$ (comme sur la figure 4.2.c) : τ_s est pris au moment où le rayon d'étalement r_c atteint sa valeur maximale. Les barres d'erreur associées à chaque mesure de τ_s sont liées au fait que les courbes $r_c = f(t)$ sont plus ou moins aplaties autour $t = \tau_s$. Les surfaces utilisées sont des surfaces en silicium texturées par de l'Ultra Ever Dry de façon à les rendre superhydrophobes.

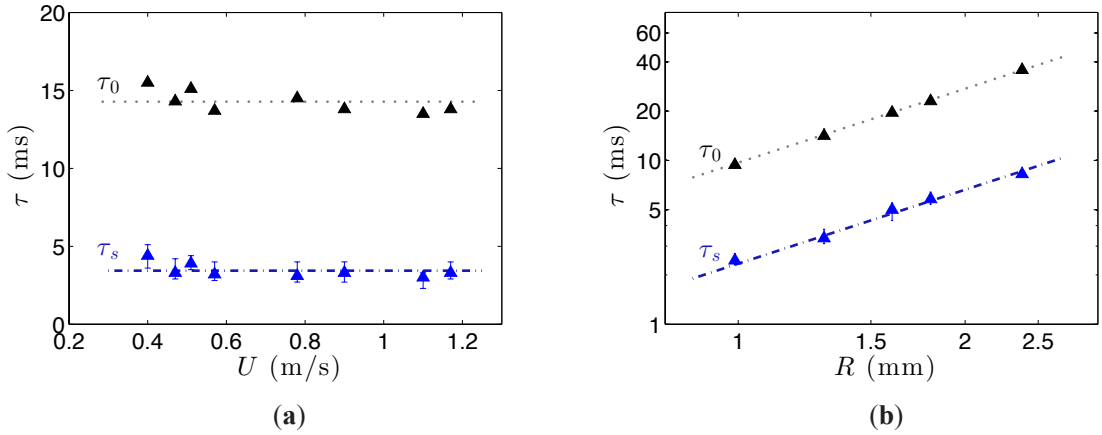


FIGURE 4.5 – Temps de contact τ_0 (triangles noirs) et d'étalement τ_s (triangles bleus) de gouttes d'eau sur une surface superhydrophobe. **a**. En fonction de la vitesse d'impact U des gouttes **b**. En fonction de leur rayon R. Les données sont ajustées par les courbes d'équation $\tau_0 = 2{,}6\sqrt{\frac{\rho R^3}{\gamma}}$ (pointillés gris) et $\tau_s = \tau_0/4$ (tirets bleus).

Le temps de contact τ_0 ne dépend pas de U pour les vitesses considérées, variées entre 0,4 et 1,2 m/s, ce qui est en bonne corrélation avec le modèle inertio-capillaire discuté précédemment (4.2). Les données sont bien ajustées par la courbe en pointillés grise, d'équation $\tau_0 = 2{,}6\sqrt{\frac{\rho R^3}{\gamma}}$, le préfacteur

étant similaire à celui obtenu sur les surfaces les plus hydrophobes [14]. La figure 4.5.a montre que τ_s est également indépendant de U, pour toutes les vitesses considérées. La courbe en pointillés bleus, d'équation $\tau = \tau_0/4$ suggère que le temps d'étalement est divisé d'un facteur 4 par rapport à τ_0.

A l'aide d'aiguilles calibrées, nous avons également fait varier le rayon des gouttes de 1 à 2,3 mm. La courbe $\tau_s = \mathrm{f}(R)$ (Fig. 4.5.b) confirme que τ_s suit la même loi que τ_0, en $R^{3/2}$. Là encore, l'ajustement par la courbe en pointillés bleus, de même équation que sur la figure 4.5.a, donne $\tau_s = \tau_0/4$.

Ces deux expériences montrent donc que temps d'étalement τ_s sur une surface superhydrophobe suit la même loi inertio-capillaire que le temps de rebond τ_0. Pour mieux comprendre son origine, nous avons mesuré les positions successives $x(t)$ du film au cours de l'étalement des gouttes, comme défini sur l'insert de la figure 4.6.

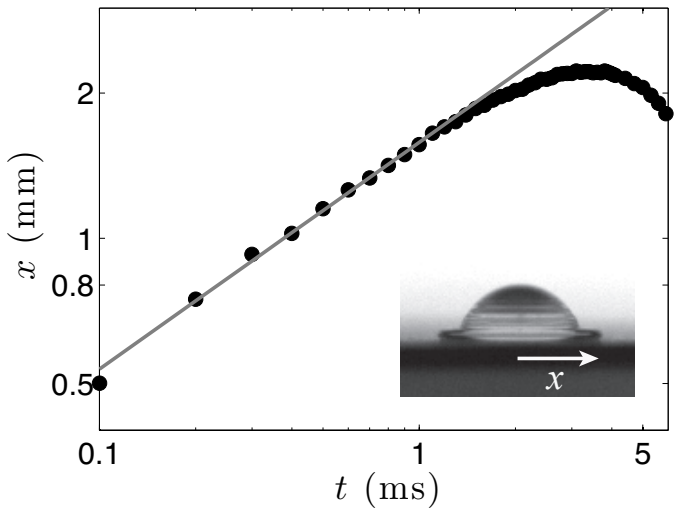


FIGURE 4.6 – Position $x(t)$ du film de liquide au cours de l'étalement d'une goutte d'eau de rayon $R = 1{,}3$ mm sur une surface superhydrophobe. L'image indique comment est mesuré $x(t)$ La vitesse d'impact est $U = 0{,}8$ m/s. Pour $t < 1$ms, tous les points s'alignent sur une même droite (en log-log), ce qui montre que x est de la forme $x \propto t^\alpha$ avec $\alpha = 0{,}47 \pm 0{,}02$.

Les mesures expérimentales de $x(t)$ pour une goutte de rayon $R = 1{,}3$ mm qui impacte la surface à une vitesse $V = 0{,}8$ m/s sont présentées en échelle log-log sur la figure 4.6. On remarque que pour $t < 1$ ms, tous les points expérimentaux s'alignent sur une même droite de pente $\alpha = 0{,}47 \pm 0{,}02$. x augmente donc avec t en suivant une loi proche de $x(t) \propto \sqrt{t}$.

Aux temps très courts, on peut tenter d'expliquer cette dépendance par un argument "géométrique". Juste après l'impact une petite zone de la partie inférieure de la goutte, d'épaisseur $\delta = Ut$ est entrée en contact avec la surface (Fig. 4.7), alors que le reste du liquide continue de tomber à une vitesse U. Cela correspond à un volume $\omega \sim \delta l^2$, où l est la taille caractéristique de la zone de contact de la sphère tronquée avec la surface. Comme R est le rayon de courbure au niveau de la zone tronquée, on a $R \sim l^2/\delta$, et donc $l \sim \sqrt{R\delta}$. Le volume ω de la partie de la goutte perturbée par le choc peut

donc s'écrire $\omega \sim R(Ut)^2$, une valeur très faible devant le volume $\Omega \sim R^3$ des gouttes tant que $t \ll R/U \simeq 1$ ms.

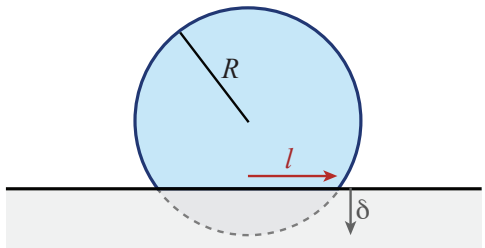


FIGURE 4.7 – Schéma montrant l'écrasement d'une goutte juste après l'impact sur une surface superhydrophobe. Aux tous premiers instants, on peut négliger la redistribution du volume de liquide (de volume $\omega \sim l^2\delta \sim R(Ut)^2$) et le rayon de contact x entre la goutte et la surface est égal à $x \sim l \sim \sqrt{RUt}$.

Pour t très petit, on peut donc négliger l'effet de la redistribution du volume de liquide de cette petite calotte sphérique sur la surface, dont le volume ω est très faible. Dans cette approximation, la taille $x(t)$ de la zone de contact entre le liquide est la surface est égal à l. On a donc :

$$x(t) \sim \sqrt{R\delta} \sim \sqrt{RUt} \tag{4.4}$$

La formule (4.4) propose une dépendance de $x(t)$ en $\sqrt{t}$, ce qui est en plutôt bon accord avec la valeur expérimentale trouvée, où $x \propto t^\alpha$ avec $\alpha = 0{,}47 \pm 0{,}02$. Cette formule prévoit de plus une dépendance de x en $\sqrt{U}$ et en $\sqrt{R}$. Pour comprendre le rôle joué par ces deux paramètres, nous avons réalisé de nouvelles mesures de $x(t)$ en faisant varier la vitesse d'impact U des gouttes entre 0,6 et 1,2 m/s, et leur rayon R d'un facteur 2,4. Sur la figure 4.8, nous avons tracé $\frac{x}{\sqrt{RU}}$ en fonction du temps t, de façon à pouvoir tester la formule (4.4).

En traçant $\frac{x}{\sqrt{RU}} = f(t)$, on remarque que toutes les courbes $x(t)$ se superposent plutôt bien, que ce soit pour différentes vitesses d'impact U (Fig. 4.8.a) ou lorsque R est modifié (Fig. 4.8.b). La pente α de la droite qui ajuste au mieux les données est de l'ordre de 0,5 : sur la figure 4.8.a on a $\alpha = 0{,}45 \pm 0{,}03$ et sur la figure 4.8.b, $\alpha = 0{,}5 \pm 0{,}01$, ce qui suggère que $\frac{x}{\sqrt{RU}} \sim t^{1/2}$. Ces deux courbes semblent donc bien valider la loi d'échelle $x(t) \sim \sqrt{RUt}$ proposée pour l'étalement d'une goutte sur une surface superhydrophobe.

La figure 4.8 montre que la loi $x(t) \sim \sqrt{RUt}$ est valable pendant un temps très long, quasiment jusqu'à l'étalement maximal. Cependant, le modèle que nous avons proposé n'est vrai qu'aux tout premiers instants : en particulier, il ne devrait pas être valable lorsque le film s'étend autour de la goutte. Sur l'image de la figure 4.6 par exemple $x(t)$ est très différent de la largeur l d'une sphère tronquée (Fig. 4.7), alors qu'on se trouve toujours dans la zone de validité de la formule (4.4). Il nous manque donc une explication pour justifier la validité de la loi (4.4) aux temps plus longs.

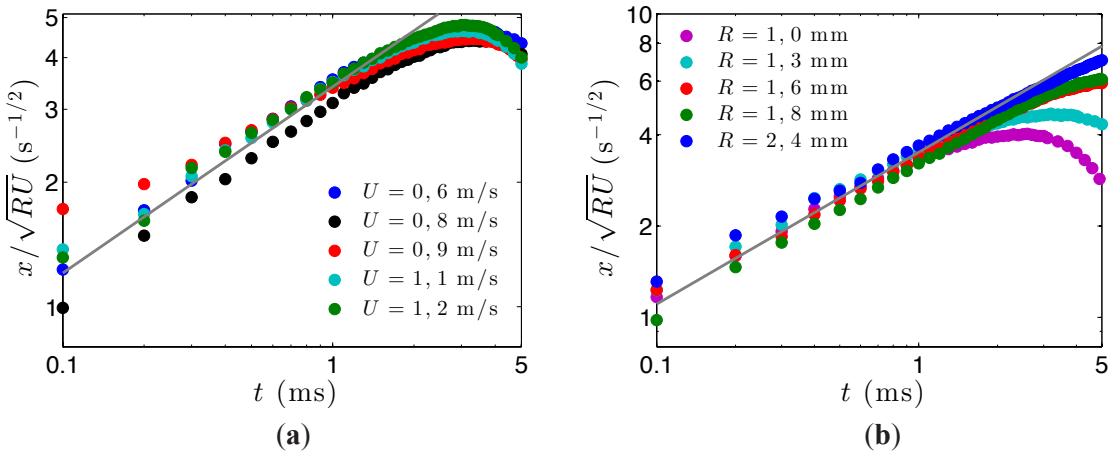


FIGURE 4.8 – Rayon d'étalement sur une surface superhydrophobe x divisé par la quantité $\sqrt{RU}$ (en m/s$^{1/2}$) en fonction du temps t. Les données sont tracées en échelle logarithmique. **a** $\frac{x}{\sqrt{RU}} = f(t)$ pour différentes vitesses d'impact U. La droite grise a une pente $\alpha = 0{,}45$. **b** $\frac{x}{\sqrt{RU}} = f(t)$ pour différents rayons de gouttes R. La droite grise a une pente $\alpha = 0{,}5$.

Même si on ne comprend pas tout à fait son origine, la formule (4.4), vérifiée expérimentalement, nous permet de comprendre pourquoi le temps d'étalement suit la même loi d'échelle que τ_0. En effet, on peut la réécrire sous la forme $t \sim \frac{x^2}{RU}$. Au maximum de l'étalement, pour $t = \tau_s$, on a $x = R_{max}$, d'où

$$\tau_s = \frac{R_{max}^2}{RU}. \tag{4.5}$$

En utilisant la formule (4.1) pour exprimer R_{max} en fonction du nombre de Weber, on obtient alors :

$$\tau_s \sim \frac{R^2 We^{1/2}}{RU} \sim \sqrt{\frac{\rho R^3}{\gamma}}. \tag{4.6}$$

Ce calcul donne donc une loi d'échelle pour le temps d'étalement identique à celle de τ_0, ce qui correspond bien aux résultats de la figure 4.5. De plus, le coefficient numérique prévu par ce modèle est proche de celui mesuré expérimentalement. On s'attend en effet à trouver $\tau_s = \frac{(0{,}9)^2}{2}\sqrt{\frac{\rho R^3}{\gamma}} \simeq 0{,}4\sqrt{\frac{\rho R^3}{\gamma}}$, car l'argument géométrique pour x donne précisément $x = \sqrt{2RUt}$ et la loi qui ajuste au mieux les données de la figure 4.3 est $R_{max}/R = 0{,}9\, We^{1/4}$. Or cette valeur n'est pas très éloignée de celle mesurée expérimentalement (Fig. 4.5) où on trouve un coefficient numérique égal à $2{,}6/4 = 0{,}65$.

4.2.2 Temps de rétraction

Contrairement à l'étalement, la dynamique de la rétraction des gouttes sur des surfaces superhydrophobes ou très hydrophobes a fait l'objet de plus d'attention dans la littérature : en effet, si l'on

souhaite réduire le temps de rebond, c'est souvent sur ce temps que l'on peut jouer [83] [84], comme on le verra au chapitre suivant.

D. Bartolo *et al.* [85] se sont intéressés en particulier à la vitesse u de rétraction de gouttes d'eau sur des surfaces hydrophobes en fonction de la vitesse d'impact U. Ils montrent que le taux de rétraction du liquide u/R_{max} est indépendant de U (tant qu'on reste dans un régime inertio-capillaire). Sur des surfaces superhydrophobes, Li *et al.* [86] se sont penchés sur l'effet de l'adhésion résiduelle des gouttes au contact des textures, ici de petits plots micrométriques de taille contrôlée. En mesurant la taille $x(t)$ de la zone mouillée par le liquide ils ont montré que si la dynamique de l'étalement est toujours identique, la vitesse de rétraction est plus faible sur les surfaces où la densité de piliers est plus élevée, et sur lesquelles l'adhésion est plus grande.

Dans certaines situations, comme par exemple pour $U = 0{,}6$ m/s sur la figure 4.2.c, $x(t)$ décroit quasiment linéairement, ce qui signifie que le film liquide se rétracte à une vitesse u constante. Les modèles de Taylor [87] et Culick [88] permettent de déterminer la loi qui gouverne u. En effet, alors que le liquide se retire de la surface superhydrophobe, un bourrelet, de masse M se forme sur le bord du film (Fig. 4.9).

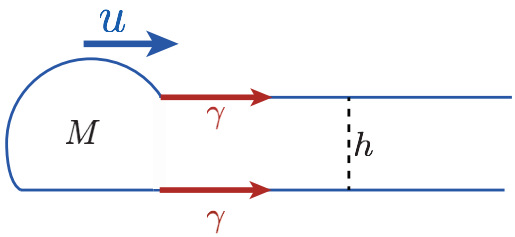


FIGURE 4.9 – Schéma en coupe montrant un film liquide en train de se rétracter à vitesse u. Le bourrelet de liquide, de masse variable M, est entrainé par la tension de surface γ sur ses deux faces.

La loi de la dynamique, appliquée au bourrelet s'écrit : $\frac{d(Mu)}{dt} = F$ où F est une force capillaire. La masse du bourrelet augmente avec le temps, puisque c'est là que le liquide est stocké au fur et à mesure de la rétraction du film. Par unité de longueur le long du périmètre du film, on a $M \sim \rho h(ut)$, où h est l'épaisseur du film et ut la distance sur laquelle il a reculé à l'instant t. De plus, le bourrelet est tiré à deux endroits, au niveau de l'interface eau/air et au niveau de l'interface eau/solide. En négligeant la présence des textures, F vaut (en 2 dimensions) 2γ. On obtient finalement, en loi d'échelle : $\frac{\rho h(ut)u}{t} \sim 2\gamma$, ce qui donne la loi suivante pour u :

$$u \sim \sqrt{\frac{2\gamma}{\rho h}}. \tag{4.7}$$

Reyssat *et al.* [82] ont amélioré ce modèle pour tenir compte de l'adhésion du liquide sur la surface superhydrophobe. En effet, la force capillaire n'est égale à 2γ que si le liquide ne touche pas la surface. En présence des textures, il faut tenir compte de l'adhésion sur le solide. La force F s'écrit alors $\gamma(1 - \cos\theta)$, où θ est l'angle de contact de la goutte sur la surface, une valeur inférieure à 180° quoique très proche. La vitesse de rétraction u suit alors une loi légèrement différente : $u \sim$

(1-cosθ)$^{1/2}\sqrt{\frac{\gamma}{\rho h}}$, qui donne une valeur de u est donc un petit peu plus faible que celle donnée par la formule (4.7), en accord avec les résultats de Li *et al.*

La formule de Taylor-Culick (4.7) permet d'obtenir une loi d'échelle pour le temps de rétraction τ_r. En effet, de façon simplifiée, τ_r correspond au temps nécessaire pour que le film recule (à une vitesse u) sur sa taille (égale à R_{max} au maximum de l'étalement), d'où $\tau_r \sim R_{max}/u$. En utilisant (4.7) et en appliquant la conservation du volume de la goutte lorsqu'elle est étalée ($R^3 \sim R_{max}^2 h$), on trouve :

$$\tau_r \sim \frac{\sqrt{\frac{R^3}{h}}}{\sqrt{\frac{\gamma}{\rho h}}} \sim \sqrt{\frac{\rho R^3}{\gamma}} \tag{4.8}$$

La formule (4.8) donne bien la même loi d'échelle pour le temps de rétraction τ_r que pour τ_0. En outre, elle a l'avantage de rester vraie quelles que soient les lois dont dépendent h et R_{max} (sur lesquelles il n'y a pas de consensus à l'heure actuelle).

4.2.3 Conclusion

En regardant de plus près la dynamique de l'impact de gouttes sur des surfaces superhydrophobes, nous avons montré que les temps d'étalement τ_s et de rétraction τ_r suivent la même loi d'échelle que τ_0, en $\sqrt{\frac{\rho R^3}{\gamma}}$. Ces deux phases du rebond ne sont pas symétriques : on a en particulier $\tau_s = \frac{1}{4}\tau_0$ et $\tau_r = \frac{3}{4}\tau_0$, une asymétrie que l'on explique par deux modèles différents (on propose un argument de géométrie pour τ_s et on considère la rétraction d'un film pour τ_r).

Ces modèles considèrent cependant des situations simplifiées par rapport à la dynamique réelle de l'impact. En particulier, on peut remarquer que le démouillage se fait pas toujours à vitesse constante. Sur la figure 4.2.c (pour $U = 1{,}1$ m/s), on distingue ainsi une cassure dans la courbe $x(t)$. Pour $t \simeq 8$ ms, la vitesse de rétraction du film, égale à 0,4 m/s, décroit soudainement pour prendre une valeur plus de deux fois plus faible ($u = 0{,}16$ m/s, une valeur identique à la vitesse de démouillage pour $U = 0{,}6$ m/s). En réalisant l'expérience de la figure 4.2 dans les mêmes conditions mais pour plus de vitesses d'impact, on observe que toutes les courbes $r_c(t)$ se superposent à la fin du démouillage, à partir de $t = 8$ ms. Cela suggère qu'à la fin de la rétraction, u ne dépend plus de U, contrairement à ce qui se passe au début. On remarque sur les images de la figure 4.2.a et .b que ce temps $t = 8$ ms correspond grossièrement au moment où les gouttes commencent à s'allonger verticalement. Il est donc peut être logique qu'à partir de cet instant la vitesse de démouillage ne suive plus la loi de Taylor-Culick (4.7) puisqu'il n'y a plus de film mais une sorte de globule liquide.

En affinant encore notre approche, on pourrait donc subdiviser le temps de rétraction en deux temps, l'un correspondant au temps de recul d'un film (entre $t = 3{,}1$ et 8 ms sur la figure 4.2), et l'autre associé au temps que prend la goutte regroupée pour décoller (entre $t = 8$ et 13,5 ms).

4.3 Comparaisons : caléfaction et balles élastiques

4.3.1 Rebond en caléfaction

Il existe d'autres situations de non-mouillage dans lesquelles on peut observer des gouttes rebondir : c'est le cas de la caléfaction par exemple. Dans cette situation, le liquide, lâché au dessus d'une la surface portée à plus de 300°C rebondit sur un coussin de vapeur créé par sa propre évaporation, très rapide près du substrat brûlant. La figure 4.10 montre quelques images du rebond d'une goutte d'eau de 1 mm de rayon, qui impacte une surface chauffée à 300°C à une vitesse $U = 0{,}8$ m/s.

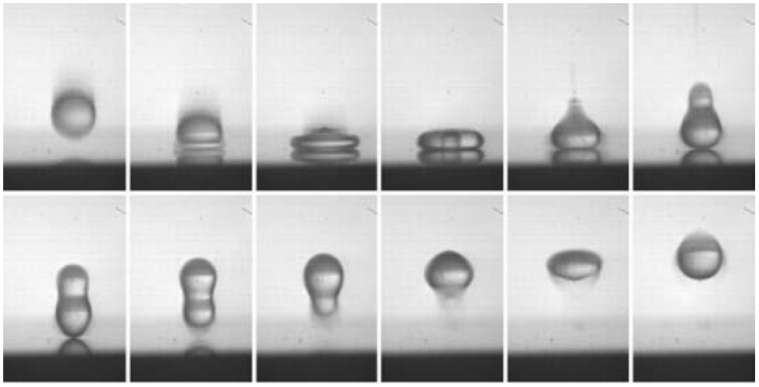


FIGURE 4.10 – Rebond d'une goutte d'eau sur une plaque d'acier chauffée à 300°C. Le rayon R des gouttes est de 1 mm et la vitesse d'impact $U = 0{,}8$ m/s. Les images sont séparées de 1,8 ms. (Crédit : A.-L. Biance [19])

On remarque que la dynamique de l'impact est très similaire à celle observée sur des surfaces superhydrophobes (Fig. 4.2.a). Le rebond se fait ici aussi en deux étapes : l'étalement tout d'abord, où la goutte s'étale en un film puis une phase de rétraction ensuite, plus longue que l'étalement. Comme sur des surfaces superhydrophobes, la goutte est étendue verticalement au moment où elle quitte la surface. A partir des images de la figure 4.10, on peut estimer le temps de rebond de l'eau à 10 ms environ, une valeur encore très proche des temps de rebond typiques en superhydrophobie. Cependant, contrairement au cas superhydrophobe, le liquide n'entre jamais en contact avec la surface : il rebondit sur un film de gaz, animé d'un mouvement radial alors que la vapeur s'échappe.

Au-delà des images du rebond, l'analogie entre ces deux situations de non-mouillage va plus loin. A.-L. Biance [19] a ainsi montré que le temps de rebond de gouttes d'eau caléfiées ne dépend quasiment pas de leur vitesse d'impact U, mais augmente en $R^{3/2}$, ce qui suggère qu'ici aussi, le temps de rebond suit une loi inertio-capillaire en $\sqrt{\frac{\rho R^3}{\gamma}}$. A.-L. Biance mesure un préfacteur devant cette loi de 2,65 ± 0,1, une valeur quasiment identique à celle trouvée par D. Richard [14] pour le rebond sur une surface superhydrophobe (et égale à 2,6 ± 0,1). Le très faible contact entre la goutte et le sommet des textures ne semble donc pas changer de façon significative le temps de rebond par rapport à une situation sans contact, à condition que l'adhésion reste faible.

Des études récentes de T. Tran [89] et H. Nair [90] réalisées au sein de l'équipe de D. Lohse ont

cependant montré que les rebonds sur des surfaces en caléfaction et superhydrophobes ne sont pas strictement identiques. La différence apparait au niveau du rayon maximal d'étalement R_{max} du liquide : T. Tran *et al.* ont montré que R_{max} augmente avec U légèrement plus vite en caléfaction que sur une surface superhydrophobe, selon une loi de puissance en $We^{3/10}$ au lieu de $We^{1/4}$, comme le montre la figure 4.11 tirée [89]. Cette différence peut s'expliquer par le rôle joué, en Leidenfrost, par le film de vapeur. Celui-ci, en se déplaçant radialement, exerce une friction visqueuse, qui étire légèrement le liquide qui s'étale. Lorsque la vitesse d'impact des gouttes augmente, l'épaisseur du film de vapeur est plus faible, ce qui étire d'autant plus le liquide. Cela explique la plus forte dépendance de R_{max} avec U par rapport aux surface superhydrophobes.

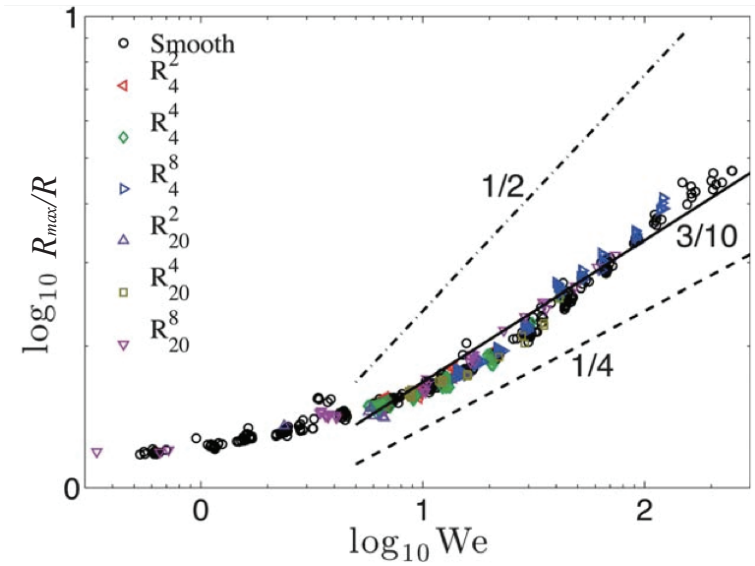


FIGURE 4.11 – Rayon maximal d'étalement de gouttes d'eau (R_{max} (adimensionné par leur rayon R) en fonction du nombre de Weber We, sur différentes surfaces : les ronds noirs correspondent à des surfaces lisses, et les autres points à des surfaces texturées par des piliers micrométriques dont le pas a été varié. Cette figure est tirée de [89].

4.3.2 Un ressort liquide ?

A très petites vitesses d'impact, les gouttes sont peu déformées pendant leur rebond, qui ressemble beaucoup à celui d'une petite balle élastique. De plus, la loi d'échelle donnant le temps de contact τ_0 ($\tau_0 \sim \sqrt{\frac{m}{\gamma}}$ avec m la masse des gouttes) suggère que celles-ci se comportent comme des ressorts liquides, de raideur γ, une image qui traduit de façon simple la compétition inertie/capillarité qui a lieu pendant le rebond. On peut donc naturellement se demander quelles sont les différences entre le rebond d'une goutte et d'un solide élastique.

On peut déjà voir une première différence sur la figure 4.2 : la dynamique de l'impact de gouttes sur des surfaces superhydrophobes n'est pas symétrique (les gouttes passent environ 1/4 du temps à s'étaler et les 3/4 restants à se rétracter), alors que les phases d'étalement et de rétraction sont quasiment symétrique pour des balles [91]. Les différences sont encore plus nettes si l'on s'intéresse

à l'élasticité du choc, et donc au coefficient de restitution e du rebond. On l'obtient en comparant la vitesse U' des gouttes après rebond par rapport à leur vitesse d'impact U. S'il n'y a aucune perte d'énergie, on s'attendrait à avoir $e = U'/U = 1$. Il y a cependant de la dissipation lors du rebond et on a donc souvent $e = U'/U < 1$.

E. Falcon *et al.* [92] ont étudié le rebond d'objets solides, ici de billes de carbure de tungstène de 8 mm de diamètre. Ils ont montré que le coefficient de restitution e augmente rapidement aux basses vitesses d'impact U, pour atteindre une valeur constante dès que U dépasse 1 cm/s. (Fig. 4.12.a). Du moment où l'on tombe de quelques millimètres de hauteur ou plus, la dissipation dans le solide semble donc rester faible et constante.

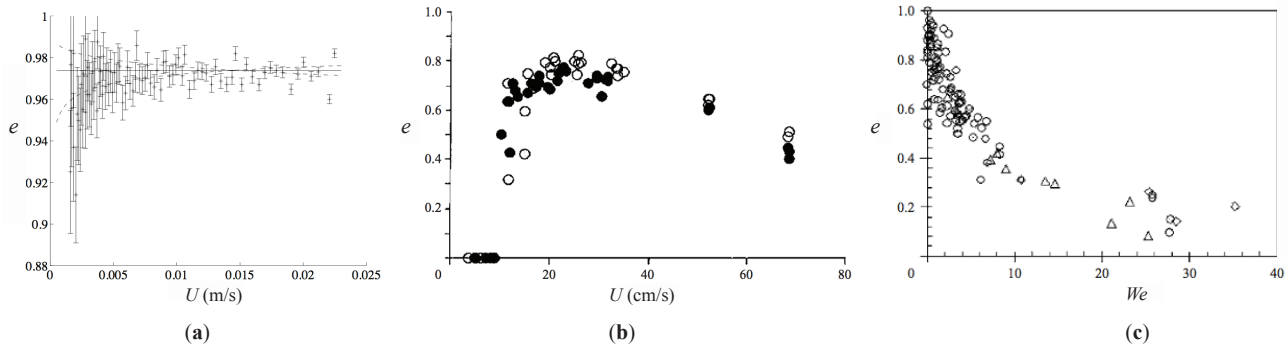


FIGURE 4.12 – Coefficient de restitution $e = U'/U$ **a**. e en fonction de la vitesse d'impact U d'une bille solide de carbure de tungstène. e augmente aux basses vitesses d'impact, pour atteindre une valeur de saturation constante. (Figure tirée de [92]) **b**. $e = f(U)$ pour des gouttes d'eau impactant une surface superhydrophobe. Aux basses vitesses d'impact, les gouttes collent sur la surface **c**. Mesure de e pour des gouttes en caléfaction en fonction du nombre de Weber $We = \frac{\rho R U^2}{\gamma}$. (◯ : eau, △ : acétone, ◊ : éthanol, - : azote liquide). Le rayon R des gouttes varie entre 0,8 et 2 mm, et la vitesse d'impact U entre 0,02 et 1 m/s. Figure tirée de [19].

L'étude réalisée par A.-L. Biance [19] pour des gouttes montre que les objets liquides se comportent très différemment. Sur une surface superhydrophobe, tout d'abord (Fig. 4.12.b), on remarque que les gouttes adhèrent légèrement aux textures, et ne parviennent pas à rebondir aux plus basses vitesses. Elles restent alors collées restent au substrat : ceci est visible sur la figure 4.12.b pour $U < 10$ cm/s, où le coefficient de restitution e est alors nul. Au delà de cette vitesse, e augmente rapidement pour atteindre une valeur maximale proche de 0,8 autour de $U = 25$ cm/s. C'est ensuite une fonction décroissante de U aux plus grandes vitesses.

En caléfaction (Fig. 4.12.c), le liquide n'entre jamais en contact avec la surface. Il n'y a donc pas de régime d'adhésion à faible vitesse ; au contraire le coefficient de restitution est très proche de 1, montrant que le choc est quasi-élastique. Par contre, les gouttes perdent en élasticité quand on augmente le nombre de Weber : e diminue comme $We^{-1/2}$ jusqu'à atteindre des valeurs inférieures à 0,2 aux plus grandes vitesses.

Contrairement aux chocs solides, l'élasticité des chocs liquides dépend donc fortement de la vitesse U, à cause des fortes déformations des gouttes pendant l'impact. On peut de plus remarquer la

décorrélation (surprenante) entre temps de contact et élasticité du rebond. A grande vitesse d'impact ($V \simeq 1$ m/s), le coefficient de restitution est plus petit que 0,2, ce qui signifie que les gouttes rebondissent à une hauteur plus faible que 5% de leur hauteur de chute. Entre cette situation où les gouttes perdent énormément d'énergie, et celle, à plus basse vitesse, où les chocs sont beaucoup plus élastiques (par exemple $e = 0{,}8$ pour $V = 0{,}3$ m/s sur la figure 4.12.b) le temps de contact τ_0 est identique. De façon étonnante, le temps de rebond τ_0 tend même à augmenter aux très basses vitesses [93], alors que e se rapproche de 1.

Conclusion

On a vu dans ce chapitre que la physique de l'impact sur des surfaces non-mouillantes est très riche. Après s'être étalées, les gouttes rebondissent après un temps τ_0, qui s'écrit en lois d'échelle $\tau_0 \sim \sqrt{\frac{\rho R^3}{\gamma}}$, de l'ordre d'une dizaine de millisecondes pour des gouttes millimétriques. τ_0 peut s'interpréter comme le temps caractéristique d'un système masse-ressort, où la tension de surface γ remplace la raideur K, ce qui suggère que les gouttes rebondissent comme de petits ressorts liquides. Or ces deux objets ont un comportement différent : l'eau se déforme beaucoup pendant l'impact, et perd d'autant plus d'énergie que que sa vitesse est élevée, sans que cela n'ait de conséquence sur le temps de contact. De plus, contrairement aux petites balles élastiques, les deux phases d'étalement et de rétraction au cours du rebond ne sont pas symétriques. Nous avons en effet montré que le temps d'étalement τ_s était 3 fois plus court que le temps de rétraction τ_r. Enfin, même si les dynamiques de ces deux phases sont significativement différentes, τ_s et τ_r suivent la même loi d'échelle que τ_0.

Chapitre 5

Impact sur une surface superhydrophobe macrotexturée

Sommaire

5.1 Introduction **111**
5.1.1 Amélioration à petite échelle de la superhydrophobie 111
5.1.2 Macrotextures superhydrophobes 114
5.2 Rebond sur une surface texturée par un fil **116**
5.2.1 Expérience 116
5.2.2 Mesure du temps de contact 119
5.3 Modèle des sous-unités **121**
5.3.1 Explication 121
5.3.2 $\sqrt{1}$, $\sqrt{2}$, $\sqrt{4}$? 123
5.3.3 Seuils entre les trois plateaux 124
5.4 Jeux de géométrie **126**
5.4.1 Avec des fils 126
5.4.2 Impact sur un défaut ponctuel 134

L'étude du rebond sur une surface texturée par un fil a été initiée par Sean Symon au cours de son stage de Master de Mécanique des Fluides (MFFA), et complétée après son départ. Pierre Chantelot réalisé l'étude des impacts sur des défauts ponctuels pendant son stage de Master MFFA, une année plus tard.

5.1 Introduction

5.1.1 Amélioration à petite échelle de la superhydrophobie

Les surfaces superhydrophobes ont des propriétés extraordinaires, qui font rêver à toutes sortes d'applications dans la vie courante comme des pare-brise et vitres de douche autonettoyants ou

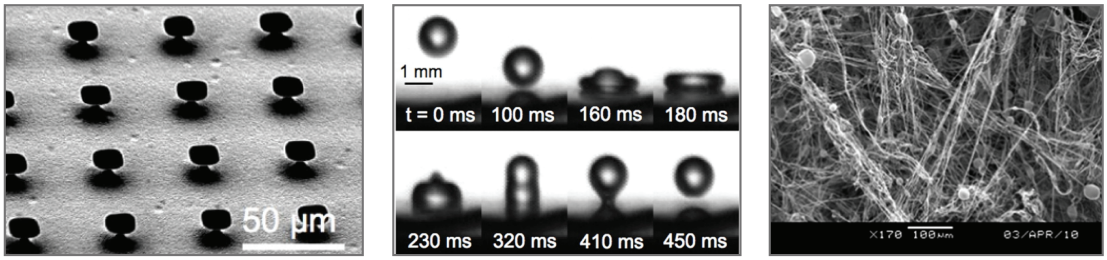
des verres de lunettes toujours secs. Cependant, ces surfaces ne résistent pas très longtemps aux conditions réelles, et de nombreux chercheurs travaillent toujours à les améliorer.

Forme des plots

Vers des surfaces oléophobes

Un premier problème que rencontrent ces surfaces est qu'elles ne sont capables de repousser que des liquides qui ont, comme l'eau, une tension de surface élevée. Les huiles en particulier ne peuvent rester au sommet des textures de la surface. Elles les imprègnent, et sont donc maintenues en contact étroit avec le solide : elles adhèrent alors autant, voire plus sur la surface superhydrophobe que sur une surface lisse.

Pour tenter de rendre les surfaces oléophobes, c'est à dire capables de repousser les gouttes d'huile, A. Tuteja *et al.* [94] ont eu l'idée de travailler sur la forme des plots et montré que l'huile posée sur des plots de quelques micromètres en forme de champignon reste au sommet des textures. Une image de ces petits piliers est présentée sur la figure 5.1.a.



(a) **(b)** **(c)**

FIGURE 5.1 – Surfaces oléphobes. **a**. Image prise au microscope électronique d'une surface couverte de textures réentrantes au motif de "micro-hoodoo" (micro cheminée de fée). L'image est prise avec un angle oblique de 30°. Photographie tirée de [94]. **b**. Rebond d'une goutte d'hexadecane, de tension de surface $\gamma = 27$ mN/m sur une surface texturées par des "micro-hoodoo". Crédit : A. Tuteja [94]. **c**. Image au microscope électronique à balayage d'une texture oléophobe déposée en spray (50% PMMA, 50% POSS). Crédit : S. Srinivasan [95].

Ces structures réentrantes permettent au liquide mouillant de s'ancrer sur leur bord, si bien que les gouttes peuvent reposer sur les textures, en état fakir. Des gouttes de faible tension de surface, comme l'hexadecane ($\gamma = 27$ mN/m) peuvent même rebondir sur ces surfaces oléophobes, comme des gouttes d'eau sur des surfaces superhydrophobes classiques (Fig. 5.1.b).

Ces textures organisées sont cependant longues à fabriquer, et la technique utilisée est difficile à mettre en place à grande échelle. Cependant, il est possible de rendre des surfaces oléophobes plus simplement, par un traitement en spray, qui crée également des textures réentrantes : il s'agit d'un mélange de polymère hydrophile, le PMMA, et de polymère "cage" fluoré, qui forme au contact de la surface un ensemble de fibres et de perles (Fig. 5.1.c) qui permet de repousser les liquides de faible tension de surface.

Textures anti-condensation et anti-givre

Une autre difficulté des surfaces superhydrophobes artificielles est qu'elles résistent mal à la condensation et au givre. En effet, les toutes petites gouttes (ou cristaux de glace) peuvent nucléer entre les textures et les remplir, faisant perdre à la surface sa capacité à repousser les liquides [96] [97] [98].

Cependant, certaines surfaces naturelles, comme les ailes de cigale (Fig. 5.2.a) sont capables de repousser la buée. Wisdom *et al.* [99] ont par exemple montré que lorsque deux gouttes de buée coalescent, l'accrochage est si faible que l'énergie de surface qu'elles gagnent est convertie en énergie cinétique, qui leur permet d'être expulsées hors de la surface (Fig. 5.2.c). La forme particulière des textures de l'aile, en forme de petits cônes (Fig. 5.2.b), joue sûrement un rôle en empêchant les gouttes qui se condensent de les imprégner. T. Mouterde, dans notre équipe, a d'ailleurs montré très récemment que des surfaces synthétiques avec des textures similaires étaient également capables de résister à la condensation (cette texture a de plus l'avantage d'être anti-reflet).

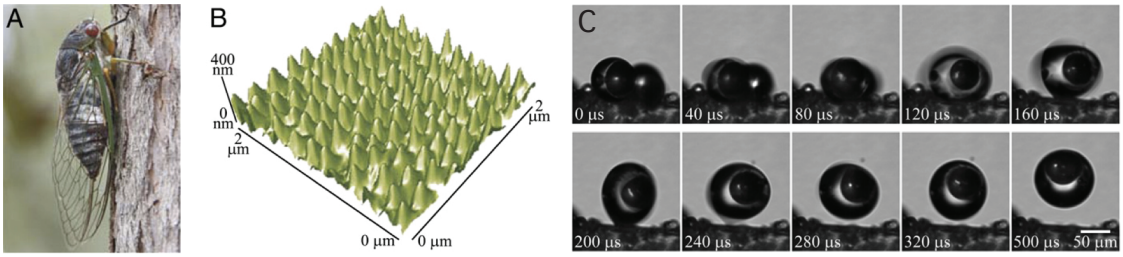


FIGURE 5.2 – Propriétés anti-condensation des ailes superhydrophobes des cigales. **a**. Image d'une cigale. **b**. Textures nanométriques sur la surface des ailes de cigale, prise au microscope à force atomique (AFM). **c**. Séquence d'images montrant la coalescence de deux gouttes en une plus grosse, qui est éjectée de la surface. Une petite bille de verre, placée dans une des gouttes-mères montre que ce phénomène rend également la surface auto-nettoyante. Images tirées de [99].

Rendre les surfaces superhydrophobes résistantes au givre est plus difficile encore, et la capacité des surfaces texturées à repousser, ou empêcher l'apparition de petits cristaux de glace fait encore débat dans la communauté scientifique [100] [101] [102]. Il semblerait pourtant que les yeux des moustiques aient cette propriété : Gao *et al.* [103] ont montré que de la glace n'apparaissait pas sur les yeux de moustiques gelés et placés dans une atmosphère très humide, contrairement au reste de leur corps. Là encore, la texture des yeux des moustiques est très particulière : c'est en fait une double texture : chaque oeil est recouvert de sphères de 10 µm environ, qui sont elles-même texturées par des petits plots de 100 nm.

Vers l'infiniment petit

Les surfaces superhydrophobes naturelles comme les feuilles de lotus, les ailes des cigales ou les yeux des moustiques ont souvent une caractéristique commune : elles possèdent des textures à

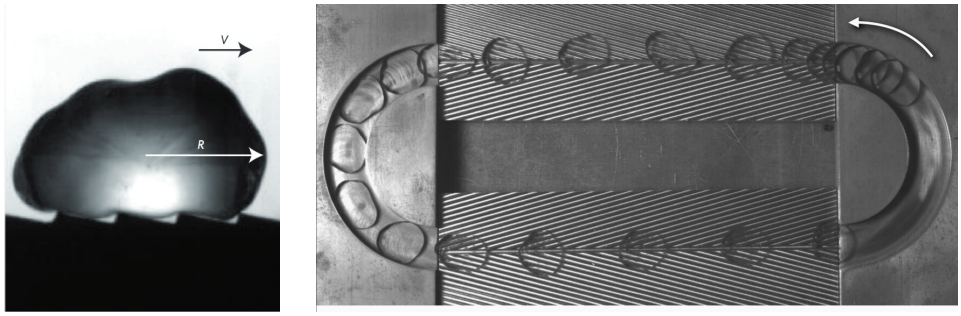
très petite échelle, qui s'ajoutent souvent à des rugosités plus grandes. Cette double texturation permet d'augmenter encore l'aptitude des surfaces à repousser les liquides : Cheng *et al.* [104] ont par exemple montré qu'en enlevant la seconde texturation des feuilles de lotus, l'adhésion des gouttes était nettement plus forte, suffisante pour maintenir le liquide collé sur la feuille maintenue verticalement. A l'inverse, on peut augmenter de façon spectaculaire les propriétés hydrophobes de surfaces synthétiques à plots en ajoutant une seconde texturation [105].
Enfin, Dorrer et Rühe ont étudié le rôle de la taille seule des textures en fabriquant des surfaces à plots, dont la taille est variée entre 500 nm et 15 µm [106]. Ils montrent que l'adhésion des gouttes est diminuée de façon significative lorsqu'on réduit la taille des plots, tout en maintenant la fraction de solide en contact avec le liquide constante. Cette étude préliminaire reste cependant à confirmer.

En jouant sur la forme des textures et en diminuant leur taille, il est donc possible d'améliorer les propriétés des surfaces superhydrophobes, qui peuvent par exemple repousser des liquides à faible tension de surface, résister à la condensation, ou réduire encore l'adhésion des gouttes.

5.1.2 Macrotextures superhydrophobes

En contraste avec cette quête de l'infiniment petit, on a discuté récemment comment l'ajout de macrotextures (dont la taille est de l'ordre de 100 µm à 1 mm) sur des surfaces non-mouillantes pouvaient induire des propriétés nouvelles.
Les premiers exemples de ce phénomène ont été observés en caléfaction, lorsque des gouttes sont maintenues en lévitation au-dessus d'un substrat très chaud. G. Dupeux [107] a ainsi montré que l'on pouvait freiner des gouttes en texturant la surface brûlante par de petits créneaux. Le liquide, extrêmement mobile en caléfaction, tape sur les bords des créneaux lorsqu'il se déplace, ce qui le ralentit et permet de contrôler son mouvement. Si les créneaux ne sont pas symétriques, mais ont la forme de toits d'usine, la surface a alors une propriété presque opposée : H. Linke *et al.* [108] ont découvert que des gouttes placées sur ce dispositif s'auto-propulsent dans la direction où elles cognent les marches du "ratchet" (Fig. 5.3.a). Les textures permettent de rediriger la vapeur sous les gouttes, qui sont alors entrainées par viscosité. D'autres textures, inspirées du toit d'usine, permettent également de maîtriser le déplacement des gouttes. Avec des textures en forme de chevrons, D. Soto a par exemple pu réaliser un "hydrodrome" (un circuit à gouttes, présenté sur la figure 5.3.b), ou bien un piège à gouttes, qui les attire vers un point donné.
Les macrotextures peuvent également modifier les propriétés des surfaces superhydrophobes. Elles peuvent être utilisées, comme en caléfaction, pour contrôler le mouvement des gouttes : Mertaniemi *et al.* [110] ont montré que l'on pouvait guider les gouttes le long d'un rail superhydrophobe d'un millimètre environ de profondeur et de largeur, ou les couper lorsqu'elles sont projetées sur une lame placée au milieu de leur chemin.

Deux publications récentes de J. Bird [83] et Y. Liu [84] ouvrent de nouvelles perspectives dans ce domaine, en montrant que des macrotextures peuvent augmenter significativement la capacité des surfaces superhydrophobes à repousser des gouttes. Bird *et al.*, tout d'abord, ont étudié l'impact de



(a) **(b)**

FIGURE 5.3 – Exemples de macrotextures en caléfaction. **a**. Expérience de Linke *et al.* [108]. Une goutte d'eau est déposée sur une surface très chaude, de façon à être maintenue en caléfaction. La texturation de la surface, en toit d'usine, redirige la vapeur principalement dans la direction de la plus faible pente, ce qui entraine les gouttes par effet visqueux. Image tirée de [109]. **b**. Texture en chevrons, qui permet de rediriger la vapeur dans les canaux. Les gouttes sont entrainées dans le sens de la vapeur, soit dans le sens inverse à la flèche dessinée par la texture. (Crédit : D. Soto).

gouttes sur des surfaces texturées par une crête superhydrophobe de 200 µm de hauteur, dont une image est présentée sur la figure 5.4.a. La présence de la macrotexture modifie la distribution du liquide lors de l'impact, ce qui permet aux gouttes de rebondir beaucoup plus rapidement : le temps de contact d'une goutte de rayon $R = 1{,}3$ mm est réduit d'un facteur proche de 2 par rapport à une surface superhydrophobe classique, passant de $\tau_0 = 12{,}4$ ms à $\tau = 7{,}8$ ms pour une vitesse d'impact $U = 1{,}2$ m/s.

Liu *et al.* ont étudié l'effet de macrotextures assez différentes, formées de nombreux cônes superhydrophobes, de 800 µm de haut (Fig. 5.4.b). Le rebond des gouttes sur ces textures est très inhabituel. A faible vitesse d'impact, le liquide rebondit comme sur une surface superhydrophobe classique ; en revanche, au-delà d'une vitesse critique, les gouttes quittent la surface alors qu'elles sont encore au maximum de leur étalement. Elles ont alors une forme de crêpe. La figure 5.4.b montre un exemple de ces rebonds surprenants. Comme les gouttes quittent la surface avant de se rétracter, leur temps de rebond est quasiment égal au temps d'étalement : il est donc réduit d'un facteur 4 par rapport au rebond sur une surface superhydrophobe classique (Chapitre 4). Les macrotextures permettent de stocker de l'énergie de surface au moment de l'impact, lorsque l'eau pénètre entre les cônes. Quand le liquide est ensuite expulsé des textures, il entraine avec lui la goutte, toujours en train de s'étaler. Il n'est cependant pas évident de comprendre pourquoi le liquide est repoussé lorsqu'il a atteint son rayon maximum (et pas avant ni après).

En nous inspirant de l'expérience de Bird [83], nous nous sommes intéressés à l'impact de gouttes sur des surfaces superhydrophobes, macrotexturées par un fil tout d'abord, puis par des objets plus complexes comme des combinaisons de fils ou des petites billes.

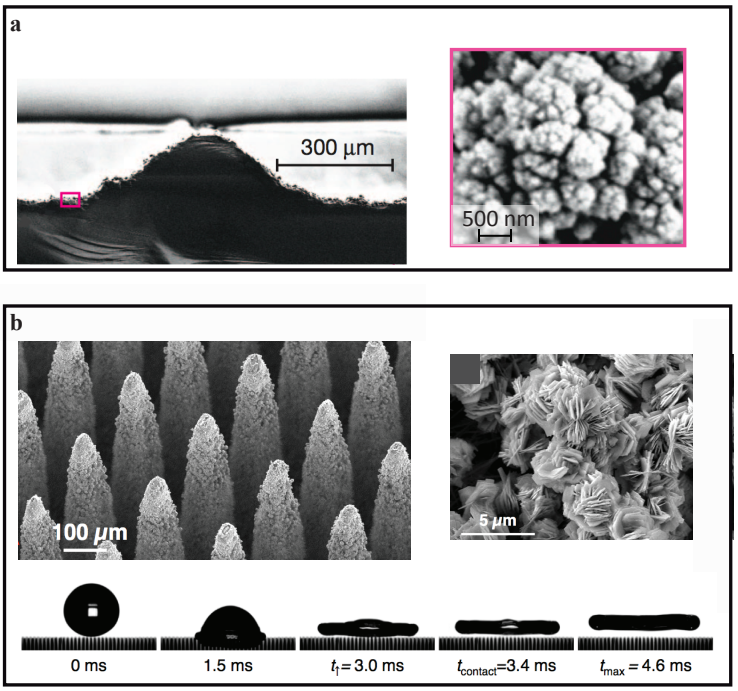


FIGURE 5.4 – Exemples de réduction du temps de contact par l'ajout de macrotextures à des surfaces superhydrophobes. **a**. Surface texturée par une crête superhydrophobe. Le temps de contact de gouttes en présence de cette texture est réduite d'un facteur 2 environ. Images tirées de [83]. **b**. Rebond de gouttes sur des surfaces superhydrophobes texturées par des plots coniques. Les gouttes rebondissent alors qu'elles atteignent leur étalement maximal : leur temps de contact est ainsi réduit d'un facteur 4. Image tirée de [84].

5.2 Rebond sur une surface texturée par un fil

5.2.1 Expérience

La macrotexture considérée ici est un fil de nickel de rayon b (varié entre 50 µm et 250 µm), déposé horizontalement sur une surface d'aluminium poli. Le fil et la surface sont ensuite traités en spray par de l'Ultra Ever Dry, qui les rend tous deux superhydrophobes en les couvrant d'une couche de nanoparticules hydrophobes de silice. La figure 5.5 montre des images du fil (5.5.b), et de la texturation superhydrophobe (5.5.c) prises au microscope électronique à balayage (MEB).

On fait tomber sur la surface superhydrophobe macrotexturée des gouttes de rayon R, allant de 1 à 2,3 mm et obtenues à l'aide d'aiguilles calibrées. Dans ces expériences, on se place dans une configuration où le fil est toujours plus petit que les gouttes, c'est à dire $b < R$. Comme la taille maximale des gouttes est limitée par la longueur capillaire ($a = 2{,}7$ mm), le facteur 2,3 sur lequel R varie correspond presque à l'amplitude des rayons accessibles. La vitesse des gouttes à l'impact est notée U ; en changeant la hauteur d'où sont lâchées les gouttes, on peut faire varier U entre 20 et 150 cm/s.

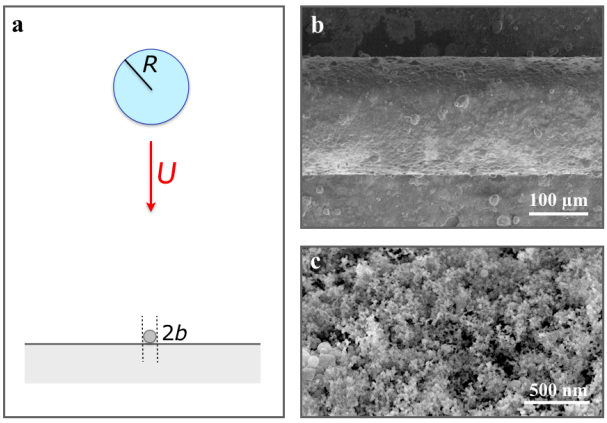


FIGURE 5.5 – Expérience de rebond sur une surface macrotexturée par un fil de nickel. **a**. Une goutte, de rayon R est lâchée au dessus du fil (de rayon $b < R$). La vitesse du liquide au moment de l'impact est notée U. Le substrat et le fil sont traités de façon superhydrophobe. **b**. Image d'un fil de rayon $b = 100$ µm, prise au microscope électronique à balayage (MEB). **c**. Zoom sur la texturation à l'origine de la superhydrophobie, on distingue des agrégats de nano-billes de silice de 20 nm de diamètre environ.

On filme les rebonds soit de côté soit du dessus à l'aide d'une caméra rapide à 10 000 images par seconde, ce qui permet d'accéder aux détails de l'impact. La figure 5.6 montre deux exemples de rebond de gouttes d'eau de rayon $R = 1{,}3$ mm sur un fil superhydrophobe de rayon $b = 100$ µm, pour $U = 1{,}0$ m/s (Fig. 5.6.a) et $U = 0{,}5$ m/s (Fig. 5.6.c). Dans chaque cas, nous avons tracé les positions x et y du front du film liquide (perpendiculairement et parallèlement au fil) en fonction du temps au cours de l'étalement et de la rétraction.

Etudions tout d'abord ce qui se passe pour $U = 1{,}0$ m/s (Fig. 5.6.a). On remarque pour $t = 1{,}9$ ms que la goutte ne s'étale quasiment pas le long du fil : le liquide semble en effet être éjecté de part et d'autre de la texture au fur et à mesure de l'étalement, ce qui a deux conséquences. Tout d'abord, le film qui se forme à l'étalement présente une sorte de point de rebroussement au niveau du fil, ce qui le divise en deux morceaux symétriques. Ensuite, alors que le liquide est éjecté du fil, 4 bourrelets se forment aux 4 coins du film, ce qui qui donne à la goutte étalée une forme de papillon (de $t = 3$ ms à $t = 5$ ms). Ces renflements continuent de grossir après l'étalement maximal : de l'eau continue d'être éjectée du fil pendant la rétraction et les fait gonfler, jusqu'à ce qu'à ce qu'ils aient absorbé quasiment tout le volume de la goutte ($t = 6{,}1$ et $7{,}6$ ms).

Le démouillage précoce le long de la texture a déjà été observé par Bird *et al.* [83]. Ils interprètent ce phénomène comme une conséquence de la minceur du film liquide au niveau du fil. Si le film recule en suivant la loi de Taylor-Culick (4.7) (à une vitesse $u \sim \sqrt{\frac{\gamma}{\rho h}}$ constante) on s'attend bien à ce qu'il démouille plus rapidement aux endroits où il est le plus fin. La figure 5.6.b montre que la réalité est un peu plus compliquée. En effet, si la vitesse de démouillage le long du fil (dans la direction y, en rouge) est en effet nettement plus élevée que perpendiculairement (x, en bleu), $y(t)$ ne semble pas suivre la loi linéaire prédite par la formule (4.7). Au contraire, les données sont assez bien ajustées par une parabole, ce qui suggère que le film est accéléré de façon constante, avec une

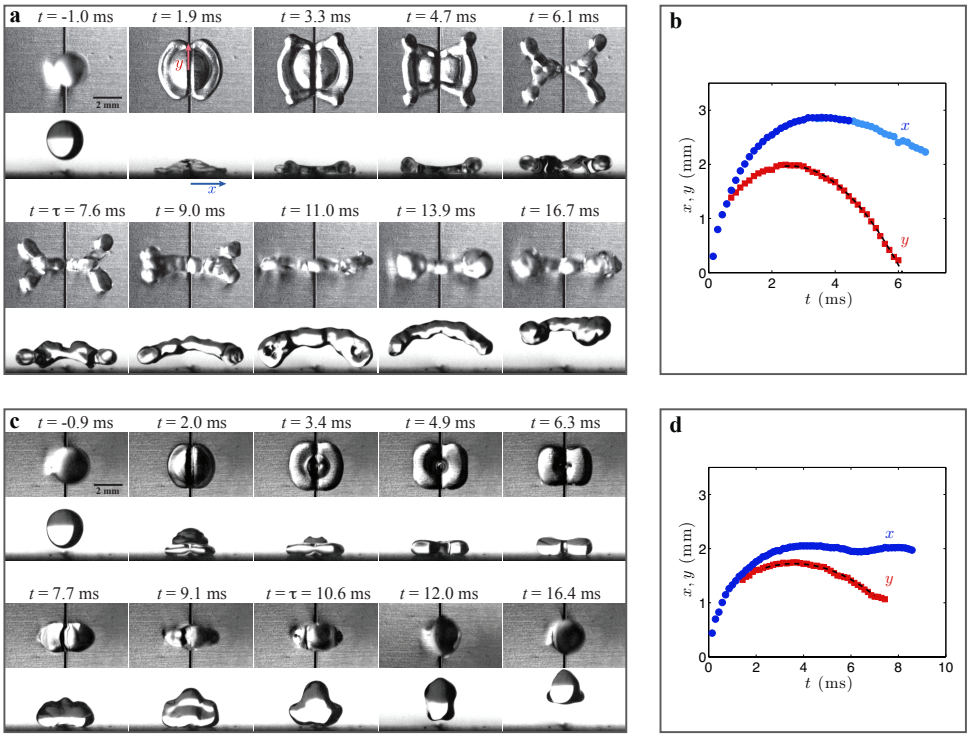


FIGURE 5.6 – Vues de dessus et de côté du rebond de gouttes d'eau (de rayon $R = 1{,}3$ mm sur une surface superhydrophobe texturée par un fil de rayon $b = 100$ µm. **a**. Pour une vitesse d'impact $U = 1{,}0$ m/s ; la goutte prend une forme de papillon peu de temps après le début de l'étalement, et elle décolle de la surface pour $t = \tau = 7{,}6 \pm 0{,}2$ ms, au lieu de $\tau_0 = 13{,}0 \pm 0{,}8$ ms sur une surface superhydrophobe plane. **b**. Positions successives des fronts du film liquide perpendiculairement (x, en bleu) et parallèlement (y, en rouge) au fil. Les deux nuances de bleu correspondent aux mesures faites sur la vue de côté (en bleu foncé) et de dessus (en bleu clair). La ligne pointillée noire est ajustement de la courbe $y(t)$ par une parabole. **c**. Rebond pour une vitesse d'impact $U = 0{,}5$ m/s. La goutte est nettement moins déformée qu'à plus grande vitesse, et elle rebondit à $t = \tau = 10{,}6 \pm 0{,}5$ ms. **d**. Mesures de x et y pour $U = 0{,}5$ m/s. La ligne pointillée noire est un ajustement de la courbe $y(t)$ par une parabole.

accélération $a = 160 \pm 10$ m/s^2. Contrairement au démouillage habituel d'un film, où la masse M du bourrelet augmente alors qu'il collecte le liquide présent dans le film, M reste ici constante ; le liquide peut en effet s'échapper par les côtés du fil au fur et à mesure de la rétraction. En supposant que la force responsable du démouillage est une force capillaire, de la forme $F_\gamma = 2\pi b\gamma$, avec γ la tension de surface du liquide, la loi de la dynamique $Ma = F_\gamma$ donne une idée de la masse liquide mise en mouvement lors de la rétraction. On trouve $M = 280$ mg, ce qui correspond à un volume $\omega = 0{,}28$ µL ; proche de celui de chaque "bras" liquide entre le front du film qui démouille le long du fil et un lobe (on mesure sur la figure 5.6.a $\omega \simeq 0{,}24$ µL).

Le recul du film le long de l'axe est à l'origine d'un mouvement de liquide vers l'extérieur, dans la direction opposée au mouvement de démouillage classique sur le reste de la surface. La rencontre de ces deux flux est à l'origine d'un mouvement vertical qui permet le décollage de la goutte. Le temps de contact est déterminé par les vues de côté : il est pris au moment où il n'y a plus de point de contact entre le liquide et la surface : sur la figure 5.6.a, on mesure ainsi $\tau = 7{,}6 \pm 0{,}2$ ms (pour

$U = 1{,}0$ m/s). On distingue sur les images du rebond pour $t = \tau$ au moins deux points de contact de chaque côté du fil. On peut supposer qu'en réalité ils sont au nombre de 4, et que deux d'entre eux sont cachés sur la vue de côté. Il seraient associés aux 4 lobes bien visibles pour $t = \tau = 7{,}6$ ms sur la vue de dessus.

Après avoir quitté la surface, les deux fragments de part et d'autre du fil sur la vue de côté semblent gonfler (autour de $t = 11$ ms). Ce phénomène est dû à la coalescence des lobes deux à deux de chaque côté du fil, ce que l'on distingue sur la vue de dessus. Dans l'exemple de la figure 5.6.a, les fragments sont toujours connectés par un filament liquide au moment du rebond, et ne se séparent que plus tard. A plus grande vitesse, la dynamique du rebond reste identique, sauf que les gouttes sont coupées en deux fragments pendant l'impact (à partir de $U = 1{,}1$ m/s pour $R = 1{,}3$ mm).

La figure 5.6.b montre ce qui se passe à plus basse vitesse, pour $U = 0{,}5$ m/s. On remarque tout d'abord que la goutte s'étale nettement moins qu'à plus haute vitesse. Elle ne prend pas de forme de papillon, mais garde une forme plus rectangulaire, bien visible entre $t = 3{,}4$ et 4,9 ms. Ici encore le démouillage est plus rapide le long du fil (avec une accélération $a = 51 \pm 3$ m/s^2 constante, comme précédemment), ce qui épaissit les deux lobes de chaque côté du fil et leur permet de rebondir. La goutte quitte la surface à $t = \tau = 10{,}6$ ms, un temps supérieur au temps de rebond à plus haute vitesse, mais plus faible que le temps attendu sur une surface plane (où on mesure $\tau_0 = 13{,}0 \pm 0{,}8$ ms). Après le rebond, les deux fragments, encore liés par une grande quantité de liquide, se condensent en une seule goutte.

5.2.2 Mesure du temps de contact

Pour caractériser le rebond de façon plus systématique, nous avons fait varier la vitesse d'impact U des gouttes entre 0,2 et 1,5 m/s, et mesuré le temps de contact τ de façon à obtenir la courbe $\tau(U)$. On compare sur la figure 5.7 les résultats de cette mesure aux points $\tau_0(U)$ correspondant aux mêmes expériences, mais réalisées cette fois sur une surface superhydrophobe sans macrotexture.

Le temps de contact τ_0, sur la surface superhydrophobe sans texture ne dépend pas de U pour toutes les vitesses considérées. Ce résultat qui est en bonne corrélation avec les expériences précédentes (discutées au paragraphe 4.1.2), qui montrent que τ_0 est un temps inertio-capillaire indépendant de U : il varie comme $\sqrt{\frac{\rho R^3}{\gamma}}$, où ρ est la densité du liquide et γ sa tension de surface [14]. La valeur de τ_0 obtenue sur la figure 5.7 ($\tau_0 = 13{,}0 \pm 0{,}8$ ms) est en bon accord avec les précédentes mesures pour des gouttes de même taille ([83], [14]).

En présence du fil, la courbe $\tau(U)$ est très différente. Elle diminue par plateaux successifs avec la vitesse d'impact U. Aux plus grandes vitesses d'impact, τ garde une valeur constante, nettement inférieure à τ_0 : on trouve ainsi $\tau = 0{,}56\ \tau_0$ (marqué par la ligne en pointillés), une valeur proche de celle trouvée par Bird [83] sur une surface texturée par une crête ($\tau = 0{,}62\ \tau_0$ pour $U = 1{,}2$ m/s). Cette réduction significative de τ, d'un facteur proche de 2 est valable sur une large gamme de

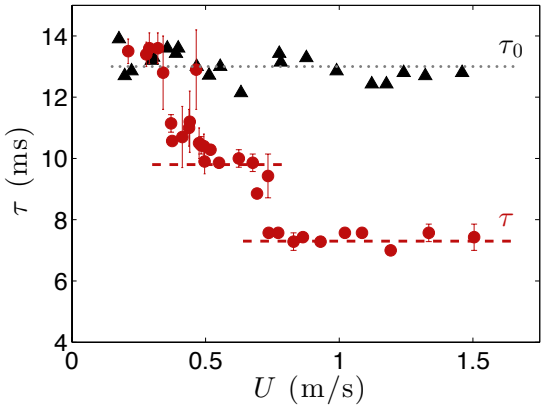


FIGURE 5.7 – Temps de contact de gouttes d'eau de rayon $R = 1{,}3$ mm sur une surface superhydrophobe classique (temps τ_0, triangles noirs) et sur une surface texturée par un fil de rayon $b = 100$ µm (temps τ, ronds rouges), en fonction de leur vitesse d'impact U. Les lignes en pointillés gris (pour τ_0) et tirets rouges (pour τ) sont des guides pour l'oeil.

vitesses, de $U = 0{,}7$ à 1,5 m/s. En deçà de $U = 0{,}7$ m/s, le temps de contact augmente soudainement pour atteindre un second plateau, plus court. Dans ce régime, la valeur de τ reste toujours plus petite que τ_0, de 25 % environ (avec plus de variations que pour le plateau le plus bas). Si l'on décroit encore U, le temps de contact augmente à nouveau pour $U \simeq 0{,}4$ m/s et prend une valeur comparable à τ_0.

La forme très particulière de la courbe $\tau(U)$, en plateaux, est très reproductible. On la retrouve en particulier lorsqu'on fait varier le rayon b du fil ou le rayon R des gouttes, comme le montre la figure 5.8, sur laquelle on a tracé les deux valeurs réduites de τ en fonction de U (à vitesse intermédiaire et haute).

La figure 5.8.a montre que la taille du fil, varié entre $b = 50$ µm et 250 µm ne joue pas de rôle sur les valeurs prises par τ, ni sur la position du saut entre les deux plateaux de temps de contact réduit. Ce résultat est plutôt surprenant si l'on pense que c'est justement la présence du fil qui permet une diminution du temps de contact : il semblerait cependant que sa présence seule suffise, et que sa taille ne soit pas essentielle, au moins dans une certaine gamme. On a cependant remarqué le rebond est différent sur des fils trop petits ou trop gros. Lorsque $b \leqslant 25$ µm, les gouttes rebondissent comme sur une surface superhydrophobe classique, car le fil est trop fin pour perturber significativement la dynamique du rebond. Lorsque $b \simeq R$, les gouttes mettent un temps significatif à s'étaler sur le fil, ce qui change les mesures de τ.

La forme en plateaux de la courbe $\tau(U)$ se retrouve également quand on fait varier le rayon R des gouttes, comme le montre la figure 5.8.b. Les valeurs des deux paliers dépendent fortement de R : à haute vitesse, on mesure ainsi $\tau \simeq 5$ ms pour $R = 0{,}99$ mm, alors que l'on a $\tau \simeq 18$ ms pour $R = 2{,}3$ mm. L'amplitude du saut entre les deux plateaux augmente également avec R, pour atteindre une dizaine de millisecondes pour les plus grosses gouttes.

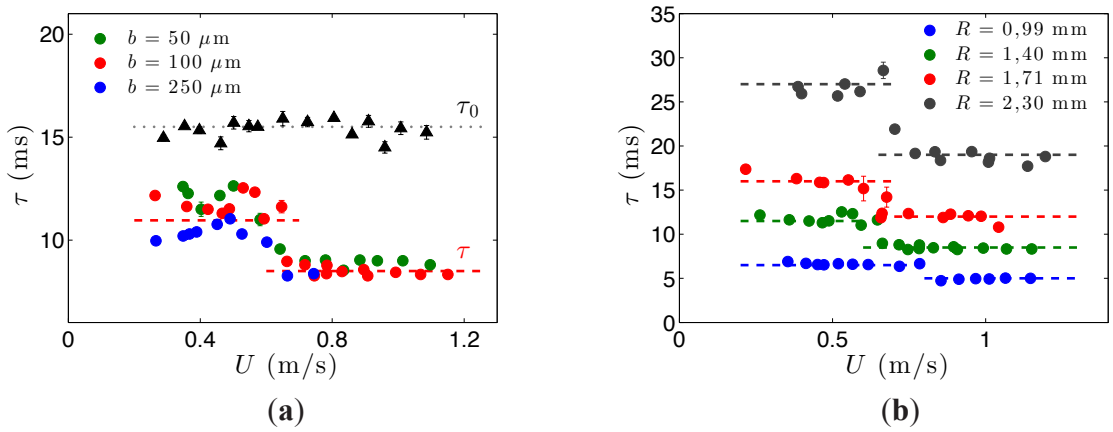


FIGURE 5.8 – Temps de contact réduit τ sur une surface superhydrophobe texturée en fonction de la vitesse d'impact U des gouttes. **a**. Comparaison du temps de contact τ_0 (triangles noirs) sur une surface superhydrophobe habituelle par rapport au temps réduit τ (ronds) en présence d'un fil, pour des gouttes de rayon $R = 1{,}4$ mm. Les courbes sont obtenues pour différents rayons de fil (50 µm $< b <$ 250 µm). Les lignes en pointillés et en tirets sont des ajustements des données pour τ_0 et τ. **b**. $\tau = f(U)$ pour des rayons de gouttes R variés entre 0,99 mm et 2,3mm, en présence d'un fil de rayon $b = 100$ µm. Les lignes en pointillés sont des ajustements des différentes séries de données pour τ.

5.3 Modèle des sous-unités

5.3.1 Explication

Comment comprendre la réduction du temps de contact, et sa décroissance en plateaux avec la vitesse d'impact ?

Bird *et al*. proposent un premier argument, basé sur leurs observations du rebond à grande vitesse. En effet, pour $U > 1{,}1$ m/s, les gouttes sont coupées en deux pendant l'impact (un phénomène qui n'a pas d'influence sur le temps de contact τ). On observe alors que le film liquide, coupé en son centre par la texture, démouille à la fois des bords mais également du centre. Comme le liquide se rétracte en même temps de l'extérieur et de la macrotexture, on s'attend à ce que le temps de rétraction soit réduit d'un facteur 2 (en supposant la vitesse de rétraction du film constante et la même avec ou sans texture).

Or, comme nous l'avons vu au paragraphe 4.2, le temps de contact τ_0 sur une surface superhydrophobe classique est la somme de deux temps : un temps d'étalement τ_s et un temps de rétraction τ_r, qui suivent tous deux la même loi inertio-capillaire que τ_0. On a en particulier :

$$\tau_0 = \tau_s + \tau_r \tag{5.1}$$

$$\simeq \frac{1}{4}\tau_0 + \frac{3}{4}\tau_0 \tag{5.2}$$

Si maintenant, en présence de la macrotexture, le temps de rétraction est divisé par deux, on s'attend à trouver :

$$\tau = \tau_s + \tau_r' = \frac{1}{4}\tau_0 + \frac{1}{2}\left(\frac{3}{4}\tau_0\right) \tag{5.3}$$

soit

$$\tau = \frac{5}{8}\tau_0 \simeq 0{,}63\ \tau_0 \tag{5.4}$$

Cette valeur est effectivement très proche de la réduction trouvée par Bird ($\tau = 0{,}62\,\tau_0$) et légèrement supérieure à celle trouvée dans nos expériences, où le coefficient est proche de 0,56.

Les expériences que nous avons réalisées montrent de plus que l'argument du double démouillage reste valable à plus basse vitesse, même quand les gouttes ne sont pas coupées en deux. En effet, les vues de côté de l'impact pour $U < 1{,}1$ m/s (Fig. 5.6.a) montrent que même lorsque les gouttes ne se fragmentent pas, un pont de liquide se forme autour du fil (pour $t = 5{,}6$ ms sur la figure 5.6.a) qui témoigne d'un démouillage par le centre.

S'il semble bien compatible avec la valeur du plateau le plus bas dans la courbe $\tau(U)$, ce raisonnement n'explique cependant pas l'augmentation soudaine de τ pour $U = 0{,}7$ m/s. En effet, les vidéos des expériences montrent toujours un démouillage par le centre pour $U = 0{,}6$ m/s, alors que le temps de contact τ est significativement augmenté ($\tau \simeq 10{,}0$ ms soit $\tau \simeq 0{,}77\,\tau_0$).

On peut proposer une autre approche fondée sur les lois d'échelle. Au chapitre 4, nous avons remarqué qu'un raisonnement en lois d'échelle permettait de saisir la physique "inertio-capillaire" du rebond, alors même que les flux à l'impact seraient très complexes à caractériser précisément. En particulier, la loi $\tau_0 \sim \sqrt{\frac{\rho\Omega}{\gamma}}$ (avec Ω le volume des gouttes) prévoit un temps de contact indépendant de U (en bon accord avec les expériences) malgré la diversité des formes prises par les gouttes lorsque leur vitesse d'impact augmente.

En présence de la texture, la dynamique de l'impact est notablement changée. En particulier, le fil détourne le liquide, ce qui permet la formation de 4 lobes aux 4 coins de la goutte étalée. Ces 4 lobes, de volume $\Omega/4$ sont toujours soumis à la même compétition inertie-capillarité que sur une surface superhydrophobe classique. On s'attend donc à ce qu'ils suivent la même loi d'échelle que τ_0 et donc qu'ils rebondissent après un temps $\tau \sim \sqrt{\frac{\rho(\Omega/4)}{\gamma}}$ soit $\tau = \tau_0/2$. Cette valeur est assez proche de celle observée pour le plateau le plus bas : la courbe en pointillés de la figure 5.7 donne en effet $\tau \simeq 7{,}3 \pm 0{,}2$ ms, alors que $\tau_0/2$ vaut $6{,}5 \pm 0{,}3$ ms. La valeur légèrement supérieure de τ par rapport $\tau_0/2$ peut s'expliquer par le fait que les lobes sont très connectés, ce qui augmente leur volume effectif. (On verra au paragraphe 5.3.1 que si l'on parvient à séparer complètement les lobes, on atteint effectivement une réduction de 50 %.)

Cette approche en lois d'échelle nous permet en outre de comprendre les valeurs des différents plateaux de la courbe $\tau(U)$. En effet, dans le régime de vitesses intermédiaires (0,4 m/s $< U <$ 0,7 m/s sur la figure 5.7), l'étalement des gouttes est plus faible (Fig. 5.6.c) et on ne distingue que deux sous-unités de part et d'autre du fil au moment du rebond. Celles-ci on un volume égal à $\Omega/2$:

le raisonnement précédent suggère alors un temps de rebond τ égal à $\tau_0/\sqrt{2}$. Sur la figure 5.7, τ vaut $9{,}8 \pm 0{,}3$ ms aux vitesses intermédiaires (ligne en pointillés), une valeur en effet comparable à $\tau_0/\sqrt{2} = 9{,}2 \pm 0{,}4$ ms.
Enfin, à très basse vitesse d'impact, les gouttes s'étalent très peu et forment un film épais, que le fil ne parvient plus à séparer. La goutte se comporte comme une seule unité (de volume Ω) et on s'attend donc à trouver $\tau = \tau_0$ ce qui correspond bien aux valeurs mesurées sur la figure 5.7 pour $U < 0{,}4$ m/s.

5.3.2 $\sqrt{1}$, $\sqrt{2}$, $\sqrt{4}$?

Le modèle en lois d'échelle que nous avons proposé implique que τ suit la même loi que τ_0, c'est-à-dire qu'il varie comme $\sqrt{\frac{\rho R^3}{\gamma}}$. Pour vérifier ce point essentiel, nous avons mesuré mesuré la valeur de τ sur les deux plateaux où il est réduit, en fonction de R, pour 0,99 mm $< R <$ 2,3 mm. Sur la figure 5.9.a, ces deux mesures (carrés rouges pour les vitesses intermédiaires $U = 0{,}5$ m/s et ronds noirs à haute vitesse d'impact, $U = 0{,}8$ m/s) sont comparées au temps de rebond τ_0 (triangles noirs) sur la surface superhydrophobe sans fil. Dans ces expériences, le rayon b du fil est maintenu constant et égal à 100 µm. La figure 5.9 montre que toutes les données sont bien ajustées par la loi en $R^{3/2}$ attendue de la loi d'échelle, et les temps de contact réduits τ sont proches des valeurs $\tau_0/\sqrt{2}$ et $\tau_0/2$ attendues : les courbes d'équation $\tau = \tau_0/\sqrt{2}$ (en pointillés rouges) et $\tau = \tau_0/2$ (en noir) passent bien par les points expérimentaux.

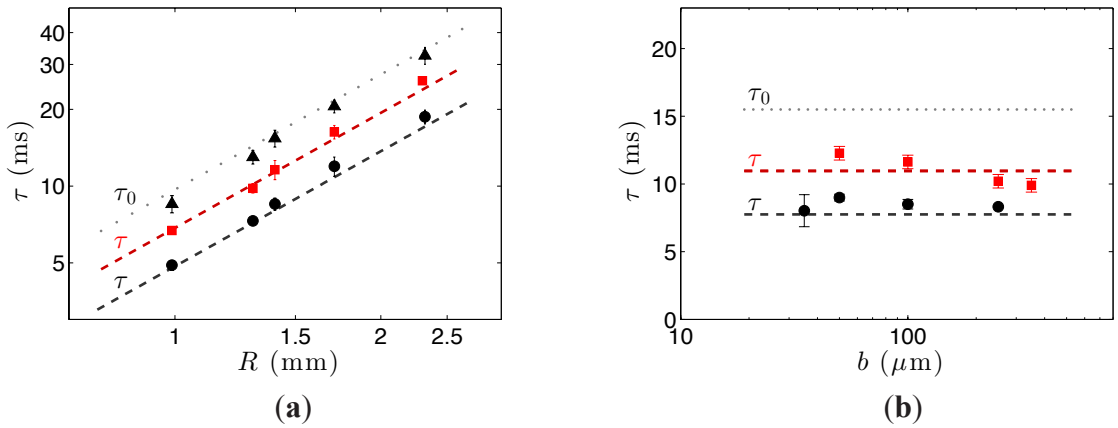


FIGURE 5.9 – **a**. Temps de contact τ_0 (triangles) sur une surface superhydrophobe, en fonction du rayon R des gouttes. Les points expérimentaux sont ajustés par la courbe d'équation $\tau_0 = 2{,}6\sqrt{\frac{\rho R^3}{\gamma}}$, déterminée dans [14]. Ces données sont comparées aux mesures du temps τ sur la surface texturée par un fil de rayon $b = 100$ µm, pour des vitesses d'impact intermédiaires ($U = 0{,}5$ m/s, carrés rouges) ou à haute vitesse ($U = 0{,}8$ m/s, ronds noirs). Les lignes en pointillés rouges et noires représentent les lois $\tau = \tau_0/\sqrt{2}$ (en rouge) et $\tau = \tau_0/2$ (en noir). **b**. Temps de contact τ_0 et τ (dans les deux régimes de vitesses où il est réduit) en fonction du rayon du fil b. La taille des gouttes est maintenue constante et égale à $R = 1{,}4$ mm. Les lignes sont définies comme en **a**.

Sur la figure 5.9.b, ces données sont complétées par les mesures des deux valeurs réduites de τ en fonction du rayon b du fil. A haute vitesse d'impact (ronds noirs), τ ne dépend pas de b. A vitesse intermédiaire, il semble décroitre légèrement avec b (carrés rouges), mais de façon très faible (τ diminue de 25 % environ alors que b est multiplié par un facteur 7).

Le temps de contact τ en présence de la macrotexture semble donc bien suivre la même loi d'échelle que τ_0. Les trois plateaux observés sur la figure 5.7 correspondent ainsi à une réduction du temps de contact τ_0 d'un facteur $\sqrt{1}$, $\sqrt{2}$ ou $\sqrt{4}$ en fonction du nombre de sous-unités indépendantes qui se créent lors du rebond.

5.3.3 Seuils entre les trois plateaux

Restent encore à comprendre la valeur et l'origine des deux seuils de vitesse qui déterminent les trois plateaux suivis par τ.

Le seuil à basse vitesse (associé à la transition 1/2 lobes) correspond au cas où la vitesse U des gouttes est suffisamment élevée pour les séparer en deux au moment de l'impact ; ce qui signifie que leur inertie est plus grande que les forces capillaires. Cela arrive lorsque le nombre de Weber We (qui compare ces deux forces) est proche de 1, avec $We = \frac{\rho U^2 R}{\gamma}$. Pour une goutte de rayon $R = 1{,}3$ mm, ce critère fait apparaître une vitesse seuil $U \simeq 25$ cm/s, assez proche de la valeur obtenue sur la figure 5.7 ($U \simeq 40$ cm/s).

Lorsque le nombre de Weber est grand, le fil sépare naturellement la goutte en 4 lobes distincts. La deuxième vitesse critique (associée à la transition entre 4/2 lobes) correspond au moment où les 4 lobes qui se rapprochent les uns des autres pendant le démouillage ont le temps de se regrouper en deux sous-unités (une de chaque côté du fil) avant que la goutte ne rebondisse. Le schéma de la figure 5.10 illustre ce phénomène. Les 4 lobes, initialement séparés d'une distance αR_{max}, proportionnelle à l'étalement maximal R_{max} de la goutte avancent l'un vers l'autre de chaque côté du fil à une vitesse u. Cette vitesse résulte d'une compétition inertie/capillarité, ce qui permet de l'écrire en loi d'échelle comme $u \sim \sqrt{\frac{\gamma}{\rho R}}$.

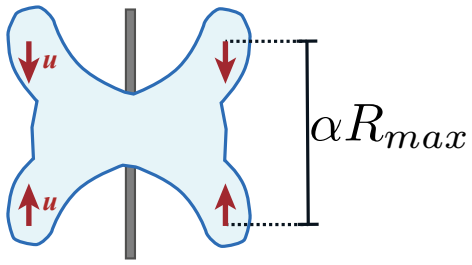


FIGURE 5.10 – Schéma montrant la rétraction d'une goutte divisée en 4 lobes. Les 4 lobes, initialement séparés d'une distance αR_{max} se rapprochent deux à deux à une vitesse $u \sim \sqrt{\frac{\gamma}{\rho R}}$. La transition 4/2 lobes a lieu lorsque les 4 sous-unités ont le temps de se regrouper en deux fragments de part et d'autre du fil avant que la goutte ne rebondisse.

Le temps τ_c nécessaire pour que les lobes coalescent deux à deux s'écrit donc en loi d'échelle comme $\tau_c \sim \frac{R_{max}}{u}$. Or le rayon maximal d'étalement R_{max} est une fonction du nombre de Weber (parag. 4.1.1) qui peut s'écrire $R_{max} \sim RWe^{1/4}$ [75]. En regroupant les formules donnant R_{max} et u, on obtient finalement $\tau_c \sim \tau_0 We^{1/4}$. La transition entre 4 et 2 lobes, qui arrive lorsque $\tau_c < \tau_0$ apparait donc pour un nombre de Weber critique, plus grand que 1.

Sur la figure 5.11, nous avons tracé les mesures de τ (adimensionné par τ_0) réalisées pour des vitesses intermédiaires et hautes, en fonction du nombre de Weber. On remarque que toutes les données expérimentales se superposent sur une même courbe en plateaux lorsqu'elles sont tracées en fonction du nombre de Weber. En particulier, le saut entre les régimes à 2 et 4 lobes se produit toujours autour du même nombre de Weber, égal à $7{,}5 \pm 1{,}5$ et identique lorsque b ou R sont variés.

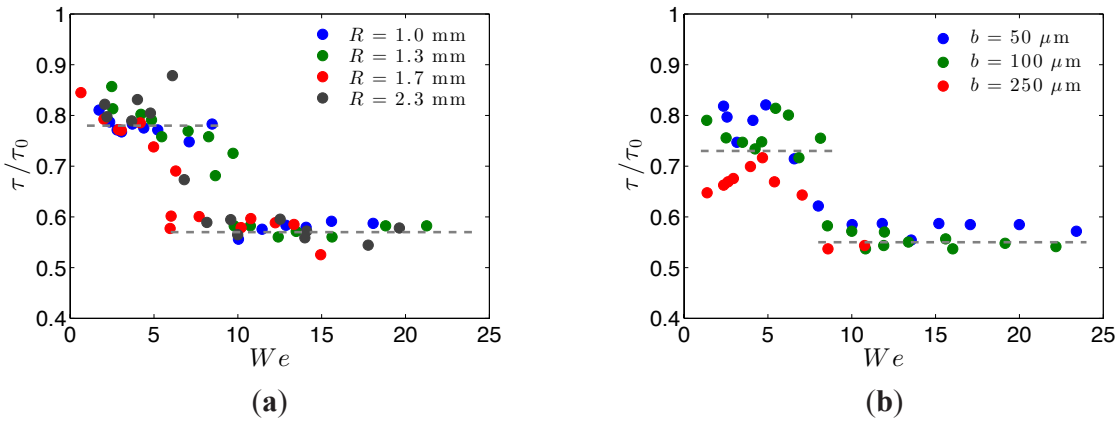


FIGURE 5.11 – Temps de contact τ en présence d'une macrotexture (adimensionné par le temps τ_0 sans macrotexture), en fonction du nombre de Weber $We = \frac{\rho R U^2}{\gamma}$ dans les régimes de vitesses intermédiaire (2 lobes) et haute (4 lobes). **a**. Impacts sur un fil de rayon $b = 100$ µm pour des gouttes de rayon R varié entre 1 et 2,3 mm. **b**. Impacts de gouttes de rayon $R = 1{,}4$ mm sur des fils de rayon b varié entre 50 et 250 µm. Dans les deux cas, toutes les données se superposent, montrant une transition entre les régimes à deux et quatre lobes pour un nombre de Weber $We \simeq 7{,}5 \pm 1{,}5$.

Conclusion

En présence d'un fil superhydrophobe, le temps de contact est donc réduit de façon discrète, par plateaux alors que l'on augmente la vitesse d'impact U des gouttes. A basse vitesse d'impact, les gouttes se comportent comme un seul élément, qui rebondit avec un temps τ égal au temps de rebond τ_0 sur une surface superhydrophobe classique. Lorsqu'on augmente la vitesse, l'inertie des gouttes est capable de les séparer en deux sous-unités au contact du fil et on trouve alors $\tau = \tau_0/\sqrt{2}$. A plus haute vitesse encore, au-delà d'un nombre de Weber critique proche de 7,5, les gouttes sont séparées en 4 sous-unités qui rebondissent chacune en un temps $\tau = \tau_0/2$. De façon remarquable, dans ce cas particulier où τ est déduit de τ_0 par des arguments de volume, les lois d'échelle permettent de prédire

la valeur exacte de τ (et pas seulement sa dépendance avec les différents paramètres du système).

5.4 Jeux de géométrie

5.4.1 Avec des fils

Impacts excentrés sur un fil

Que se passe-t-il si l'impact des gouttes sur le fil n'est pas parfaitement centré, comme précédemment ? Plaçons nous dans le régime des hautes vitesses, pour lequel 4 sous-unités sont créées pendant l'impact, ce qui permet d'atteindre une réduction du temps de contact d'un facteur 2. Notons x la distance entre l'axe du fil et le centre des gouttes étalées, comme sur la figure 5.12.

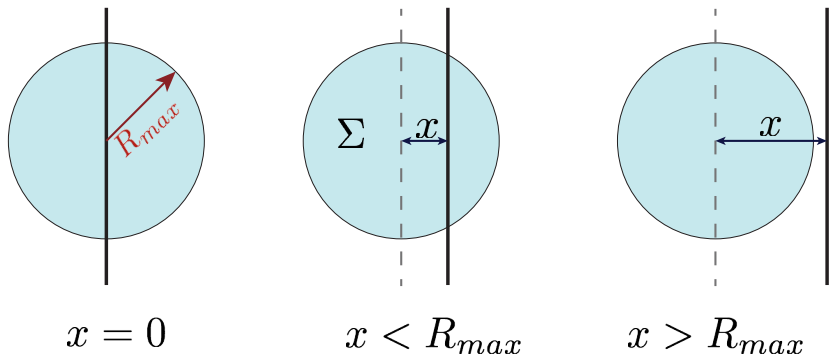


FIGURE 5.12 – Schémas en vue de dessus de gouttes à leur étalement maximal : elles forment donc des disques de rayon R_{max} et d'épaisseur h. On définit x comme la distance entre le centre du disque formé par les gouttes étalées et le fil. Lorsque $x = 0$, les impacts sont centrés. Le volume associé à chaque demi-disque de part et d'autre du fil est lui-même subdivisé, et 4 fragments rebondissent : le temps de contact τ est divisé d'un facteur 2. Lorsque $x < R_{max}$, le fil divise la goutte en deux fragments de taille inégale. On note Σ la surface du plus gros fragment. La valeur de Σ en fonction de R_{max} et x peut être déterminée géométriquement : elle est donnée par la formule (5.5). C'est la taille de ce plus gros fragment (subdivisé en deux ou non) qui détermine τ. Enfin, pour $x > R_{max}$, la goutte n'entre pas en contact avec le fil au cours de l'impact, elle rebondit donc au bout d'un temps $\tau = \tau_0$.

Lorsque $x = 0$, l'impact est symétrique : on s'attend donc à trouver un temps de rebond $\tau = \tau_0/2$. Si on augmente légèrement x, le fil va diviser les gouttes en fragments de taille inégale. Le temps de rebond, associé au volume du plus gros fragment, va donc augmenter et l'on attend ainsi une fonction $\tau(x)$ croissante ; et cela jusqu'à ce que les gouttes n'entrent plus en contact avec le fil au cours de leur étalement. La dernière image de la figure 5.12 montre que cela se produit lorsque x est supérieur au rayon maximal d'étalement R_{max}. Le liquide, qui n'est plus perturbé par la présence de la texture, rebondit alors comme sur une surface superhydrophobe classique après un temps de contact $\tau = \tau_0$. Si x croit de 0 à R_{max}, on s'attend donc à ce que τ augmente de $\tau_0/2$ à τ_0.

La dynamique des rebonds excentrés est cependant plus complexe que ne le laisse penser cette première approche : la figure 5.13 montre par exemple quelques images caractéristiques du rebond

d'une goutte de rayon $R = 1{,}3$ mm sur une surface superhydrophobe texturée par un fil de rayon $b = 100$ µm, excentré d'une distance $x = 0{,}8$ mm par rapport au centre de la goutte. La vitesse d'impact est $U = 1{,}1$ m/s : la goutte se diviserait donc en 4 sous-unités (comme sur la figure 5.6.a) si l'impact était centré.

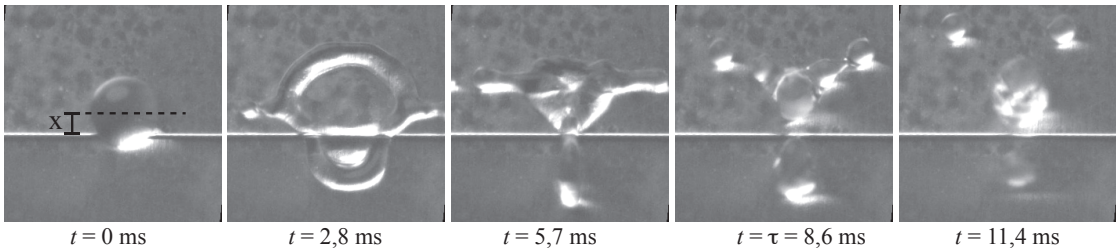


FIGURE 5.13 – Séquence d'images montrant de dessus un rebond excentré d'une goutte d'eau sur un fil superhydrophobe de rayon $b = 100$ µm. La distance x entre l'axe du fil et le centre des gouttes est égal à 0,8 mm. La goutte a un rayon $R = 1{,}3$ mm et sa vitesse d'impact vaut $U = 1{,}1$ m/s

Comme on le voit sur la figure 5.13, la goutte ne s'étale quasiment pas sur la texture, ce qui fait apparaitre deux fragments de taille inégale de part et d'autre du fil. Le liquide est ici aussi redirigé par la texture, mais ici surtout du côté du plus gros fragment (ce que l'on voit pour $t = 2{,}8$ ms). Cela crée deux bras parallèles à la texture qui s'en éloignent petit à petit (entre $t = 2{,}8$ et $t = 5{,}7$ ms) en grossissant, car ils récupèrent le liquide issu de la rétraction du film. Au moment du rebond (pour $t = \tau = 8{,}6$ ms), ces deux bras sont encore bien visibles, ce qui donne au plus gros fragment a une forme à deux lobes légèrement différente de celle observée pour des impacts centrés. En particulier, les lobes se fragmentent et forment deux petites gouttes que l'on voit s'éloigner ensuite. Le temps de contact τ, pris au moment où le plus gros fragment quitte la surface, est égal à 8,6 ms, une valeur supérieure au temps mesuré pour des impacts centrés ($\tau = 7{,}2$ ms), mais toujours significativement inférieure à τ_0. Le plus petit fragment (en bas sur la figure 5.13) ne se subdivise pas, et rebondit plus tôt, après un temps $\tau = 6{,}2$ ms.

Pour mieux caractériser la dépendance de τ avec le décentrage x, nous avons mesuré τ pour différentes valeurs de x, allant de $x = 0$ (impacts centrés) à $x = R_{max}$ (où la goutte rebondit à côté du fil, sur la surface superhydrophobe). Les mesures expérimentales de $\tau(x)$ (ronds rouges) sont présentées sur la figure 5.14, pour une vitesse d'impact U est constante et égale à 1,1 m/s, et un rayon de gouttes $R = 1{,}3$ mm. Dans cette expérience, R_{max} est égal à 3 mm. On remarque que τ augmente bien de $\tau_0/2$ (pointillés rouges) à τ_0 (pointillés gris) lorsque x passe de 0 à R_{max}. A première vue, l'augmentation de τ semble être continue, pour $x < R$ et $x > R$, avec un toutefois petit saut autour de $x = R = 1{,}3$ mm (ligne fine en pointillés noirs).

Comment expliquer la forme particulière de cette courbe ?
Nous suivons ici l'argument proposé par Etienne Reyssat, en considérant en deux temps le rôle joué par le fil. D'abord, la texture divise les gouttes en deux fragments de taille inégale, ce que montre

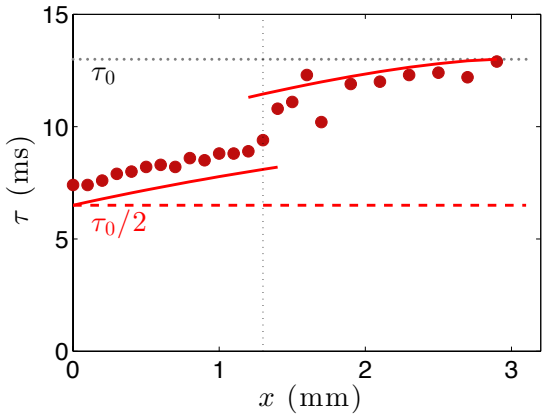


FIGURE 5.14 – Temps de contact τ de gouttes d'eau (de rayon $R = 1{,}3$ mm) pour des impact excentrés sur une surface superhydrophobe mactotexturée par un fil de rayon $b = 100$ µm. τ est mesuré en fonction de la distance x entre l'axe du fil et le centre des gouttes, pour une vitesse d'impact $U = 1{,}1$ m/s. Les lignes en pointillés et en tirets indiquent τ_0, le temps de contact mesuré sur la surface non texturée et $\tau_0/2$, le temps de contact attendu pour un impact centré. La ligne verticale donne la position $x = R$. Les deux courbes en trait continu rouge représentent le modèle proposé pour τ : l'équation (5.7) pour $x < R$ lorsque le plus gros fragment de la goutte est divisé entre 2 sous-unités et l'équation (5.8) pour $x > R$ lorsque le gros fragment ne se subdivise pas.

la figure 5.13 pour $t = 2{,}8$ ms. On peut calculer, par un argument géométrique, le volume ω du plus gros des deux fragments. Pour cela, considérons que le fil coupe les gouttes en deux au moment où elles sont au maximum de leur étalement, comme présenté sur la figure 5.12 : elles forment alors un disque de rayon R_{max} et d'épaisseur h. Le fil coupe le disque en deux morceaux, dont le plus gros a une surface Σ que l'on peut calculer. On trouve alors :

$$\Sigma(x) = R_{max}^2 \left[\frac{\pi}{2} + \arctan\left(\frac{x}{\sqrt{R_{max}^2 - x^2}} \right) + \frac{x}{R_{max}} \sqrt{R_{max^2} - x^2} \right] \tag{5.5}$$

Le volume ω du plus gros fragment peut être déduit de Σ par la conservation du volume, ce qui donne :

$$\omega = \frac{\Sigma}{\pi R_{max}^2} \Omega. \tag{5.6}$$

Cependant, l'augmentation du volume ω du plus gros fragment avec x ne permet pas à lui seul d'expliquer les variations de τ. Il faut considérer le rôle joué par le fil dans un second temps.

Pour des impacts centrés, nous avions vu que les deux fragments qui se forment dès le début de l'impact se subdivisent en 4 lobes. Lorsque les impacts sont légèrement décentrés, on s'attend à ce que le fil éjecte toujours le liquide de la même façon, donc à ce que le plus gros fragment se sépare en deux sous-unités, comme pour les impacts centrés. Le volume de la plus grosse sous-unité qui rebondit n'est donc pas ω mais $\omega/2$. Comme τ est déterminé par le volume de cette sous-unité, on prévoit un temps τ tel que :

$$\tau = \sqrt{\frac{\rho\omega}{2\gamma}} = \tau_0\sqrt{\frac{\omega}{2\Omega}} = \tau_0\sqrt{\frac{\Sigma(x)}{2\pi R_{max}^2}}. \tag{5.7}$$

La formule $\tau(x)$ donnée par cette équation est tracée sur la figure 5.14 pour $0 < x < 1{,}3$ mm, en utilisant la formule (5.5). La courbe théorique semble bien prédire très bien l'augmentation de $\tau(x)$ lorsque les impacts sont peu excentrés. La petite différence d'ordonnée entre les points expérimentaux et la courbe théorique est due au fait que lorsque les impacts sont centrés, la valeur de τ que l'on mesure n'est pas exactement égale à $\tau_0/2$ mais plutôt 0,56 τ_0. Cependant, ce modèle n'explique pas à lui seul le saut de τ pour $x = R$, ni ses variations pour $x > R$.

Pour $x > R$ les gouttes n'entrent pas en contact avec le fil pendant l'impact, mais au cours de leur étalement sur la surface superhydrophobe. Le fil divise alors toujours les gouttes en deux fragments lorsqu'elles atteignent leur étalement maximal, mais ne redirige pas le liquide aussi efficacement que lorsque les impacts sont faiblement excentrés. Le plus gros fragment n'est donc pas divisé en deux sous-unités, mais reste entier : il a donc un volume ω. Le temps de rebond est donc égal à :

$$\tau = \tau_0\sqrt{\frac{\omega}{\Omega}} = \tau_0\sqrt{\frac{\Sigma(x)}{\pi R_{max}^2}}. \tag{5.8}$$

La formule (5.8) est tracée pour $x > 1{,}3$ mm sur la figure 5.14 : on remarque qu'elle s'ajuste bien aux points expérimentaux pour les impacts les plus excentrés.

Le saut dans la courbe $\tau(x)$ correspond donc à la transition 1/2 lobes au sein du plus gros fragment. Pour $x < R$, celui-ci se divise en deux sous-unités, car le liquide est massivement redirigé par le fil. Pour $x > R$, la texture joue un rôle plus secondaire, et le plus gros fragment n'est pas subdivisé pendant le rebond.

Impact sur un fil en Y

Comme le temps de contact dépend du nombre de sous-unités qui se créent au cours du rebond, on peut espérer en changeant la macrotexture créer d'autres distributions de masse, et ainsi contrôler le temps de contact. En suivant cette idée, nous avons réalisé un nouveau motif, toujours à l'aide de fils superhydrophobes, placés maintenant dans une configuration en Y où les trois fils font deux à deux un angle de 120°. La figure 5.15 montre les vues de dessus et de côté de l'impact centré d'une goutte de rayon $R = 1{,}45$ mm à une vitesse $U = 0{,}9$ m/s.

Comme dans le cas du rebond sur un seul fil, on remarque sur la figure 5.15 que la goutte ne s'étale quasiment pas sur les textures, qui éjecte le liquide et la sépare en trois fragments très peu de temps après l'impact ($t = 3$ ms). Chacun de ces fragments se subdivise en deux lobes alors que le liquide provenant du fil continue de les alimenter, ce que l'on distingue nettement pour $t = 5$ ms. Cependant, les lobes sont très proches et se recombinent en trois sous-unités avant que la goutte ne quitte la surface. Le temps de rebond τ est pris au moment où les trois lobes quittent la surface

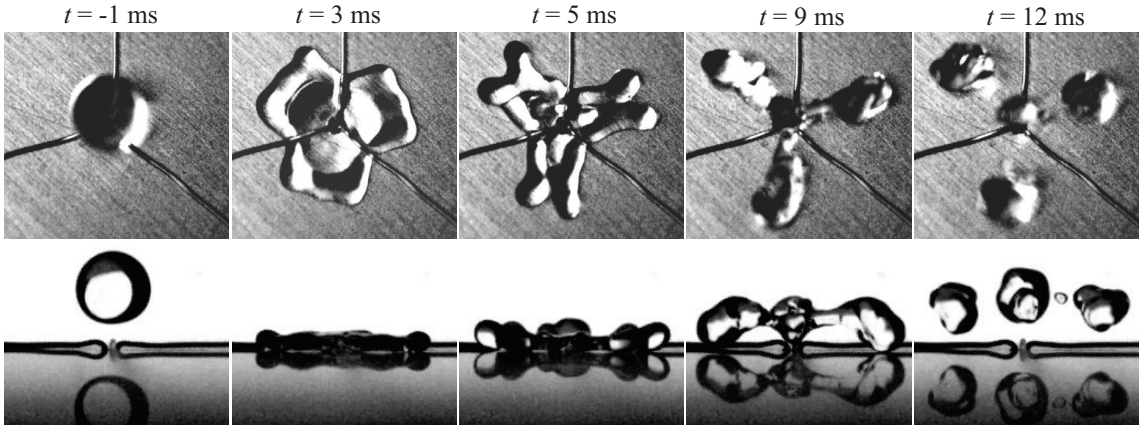


FIGURE 5.15 – Vues de dessus et de côté de l'impact d'une goutte de rayon $R = 1{,}45$ mm (à une vitesse $U = 0{,}9$ m/s) sur une texture en Y formée de trois fil superhydrophobes espacés l'un de l'autre de 120°. Pendant l'étalement, la goutte forme 6 lobes qui se recombinent rapidement en trois sous-unités. La goutte quitte la surface à $t = \tau = 9{,}0 \pm 0{,}2$ ms, une valeur proche du temps $\tau_0/\sqrt{3} = 8{,}7 \pm 0{,}4$ ms attendue par la loi d'échelle pour une goutte divisée en trois fragments.

(en même temps si l'impact est bien centré). Il est égal dans cet exemple à $9{,}0 \pm 0{,}2$ ms, une valeur nettement inférieure au temps $\tau_0 = 15{,}5 \pm 0{,}7$ ms obtenu pour des gouttes de cette taille sur une surface superhydrophobe plane. D'après la loi d'échelle proposée, on s'attend si une structure à trois lobes quitte la surface (assez spectaculaire sur la vue de côté pour $t = 9$ ms) à trouver un temps de contact $\tau = \tau_0/\sqrt{3} = 8{,}7 \pm 0{,}4$ ms : la valeur de τ obtenue est très proche de cette valeur. Après le rebond, les trois lobes se séparent du liquide qui reste au centre, et on obtient finalement 4 gouttes.

Nous nous sommes demandés si en augmentant encore la vitesse d'impact, il était possible d'obtenir une transition de 3 à 6 lobes (et donc passage du temps de contact de $\tau_0/\sqrt{3}$ à $\tau_0/\sqrt{6}$). Nous avons donc mesuré τ en fonction de U pour des gouttes de rayon $R = 1{,}3$ mm sur le motif en Y. Sur la figure 5.16, ces données sont comparées au temps τ_0 obtenu pour des gouttes de même taille sur une surface superhydrophobe plane.

Pour ces gouttes de rayon $R = 1{,}3$ mm, le temps τ_0 (triangles noirs sur la figure 5.16) est égal à $13 \pm 0{,}8$ ms. En présence du fil, on s'attend donc à trouver pour des vitesses d'impact moyennes (où trois lobes rebondissent) un temps $\tau \simeq \tau_0/\sqrt{3} = 7{,}5 \pm 0{,}3$ ms, indépendant de U. C'est bien ce que l'on observe sur la figure 5.16 : τ est constant et égal à $7{,}7 \pm 0{,}3$ ms (une valeur quasiment identique à celle attendue) pour des vitesses U comprises entre 0,4 et 1,2 m/s. Comme pour l'impact centré sur un fil, on observe ici aussi une diminution brusque de τ aux plus grandes vitesses, qui semble suivre un autre plateau. La valeur de τ dans ce domaine (pour $U > 1{,}3$ m/s) est égale à $6{,}4 \pm 0{,}2$ ms, une valeur significativement supérieure à celle que l'on attendrait si 6 lobes rebondissaient indépendamment (on aurait alors $\tau = \tau_0/\sqrt{6} = 5{,}3 \pm 0{,}2$ ms). Mais les lobes sont ici trop rapprochés pour pouvoir rebondir indépendamment. La décroissance de τ semble être liée à un autre phénomène : à plus grande vitesse, le liquide est repoussé très rapidement hors du fil, et des gouttes satellites sont éjectées. Les trois fragments qui rebondissent sont donc plus petits, ce qui expliquerait la décroissance de τ. Ainsi,

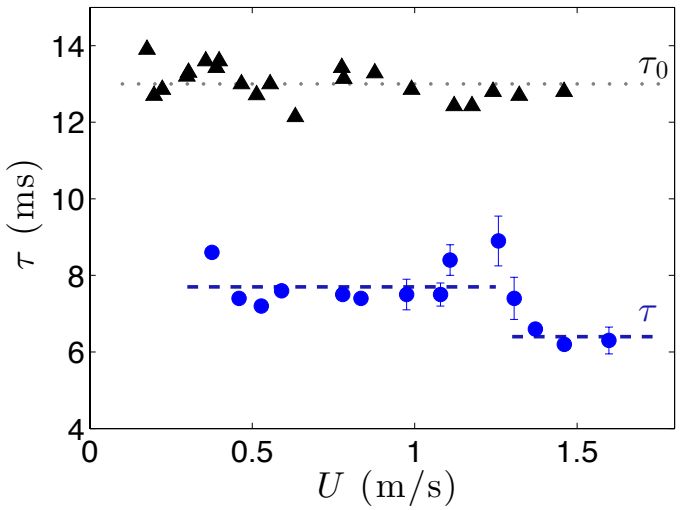


FIGURE 5.16 – Temps de contact de gouttes d'eau (de rayon $R = 1{,}3$ mm) sur une surface superhydrophobe plane (temps τ_0, triangles noirs) et sur une surface texturée par trois fils (de rayon $b = 100$ µm disposés en Y (temps τ, ronds bleus). τ_0 et τ sont représentés en fonction de la vitesse d'impact U des gouttes. Les lignes pointillés et en tirets sont des guides pour l'oeil.

même si le motif à trois fils permet d'atteindre un temps $\tau = 0{,}49\ \tau_0$ légèrement inférieur à ce que l'on peut obtenir sur un seul fil, les flux de liquide ne permettent pas d'obtenir le temps $\tau = \tau_0/\sqrt{6}$ escompté.

Encore plus de fils

Si on augmente encore le nombre de fils pour faire un motif en croix (Fig. 5.17), on ne peut pas espérer obtenir une réduction du temps de contact par un facteur $\sqrt{8}$, car on se doute que comme dans le cas des fils en Y, les lobes seront trop proches pour être indépendants. L'expérience est cependant intéressante : ce dispositif inhibe en effet la forme à deux lobes, visible à vitesse intermédiaire pour l'impact sur un seul fil (Fig. 5.6.c), car les 4 fils séparent le liquide en 4 fragments qui ne peuvent se regrouper. On s'attend donc à voir une transition subite de $\tau = \tau_0$ à $\tau = \tau_0/2$.

La figure 5.17 montre un exemple d'impact d'une goutte d'eau de rayon $R = 1{,}3$ mm sur un motif en croix, vu de dessus. La vitesse d'impact est $U = 0{,}9$ m/s.
Dès les premiers instants, la goutte est divisée en 4 fragments de taille égale, qui deviennent 4 lobes alors que le film se rétracte. Le temps de contact vaut ici $\tau = 6{,}6$ ms, une valeur très proche du temps de rebond attendu pour une goutte séparée en 4 sous-unités : $\tau = \tau_0/2 = 6{,}5 \pm 0{,}4$ ms.

Nous avons répété cette expérience pour des vitesses d'impact U variées entre 0,3 et 1,2 m/s, et mesuré pour chacune la valeur du temps de rebond. La figure 5.18 compare les données obtenues $\tau(U)$ avec le temps de contact $\tau_0(U)$ de gouttes de taille similaire sur une surface superhydrophobe plane.

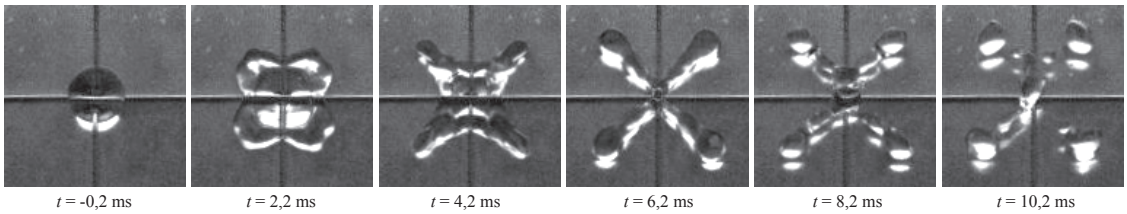


FIGURE 5.17 – Vue du dessus de l'impact d'une goutte d'eau de rayon $R = 1{,}3$ mm sur des fils superhydrophobes (de rayon $b = 100$ µm disposés en croix. La vitesse d'impact est $U = 0{,}9$ m/s. Dés les premiers instants, la texture fragmente la goutte en 4 sous-unités de même taille. Le temps de contact τ vaut $\tau = 6{,}6$ ms, une valeur très proche $\tau_0/2 = 6{,}5 \pm 0{,}4$ ms, où τ_0 est le temps de contact sur une surface superhydrophobe non texturée.

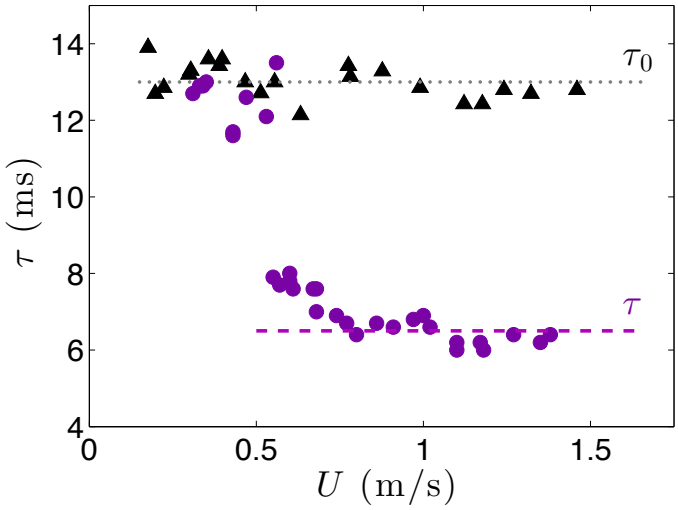


FIGURE 5.18 – Temps de contact τ (ronds violets) d'une goutte d'eau lâchée au centre d'un motif de fils superhydrophobes en croix, en fonction de la vitesse d'impact U. Ces données sont comparées au temps de contact τ_0 (triangles noirs) d'une goutte de taille identique sur une surface superhydrophobe plane. Le rayon des gouttes est $R = 1{,}3$ mm et celui des fils est $b = 100$ µm. La ligne en pointillés gris donne la valeur moyenne de τ, alors que celle en tirets violets montre $\tau = \tau_0/2$.

A haute vitesse d'impact U, le temps de contact des gouttes est constant et égal à $6{,}5 \pm 0{,}5$ ms. Cela correspond très bien à notre prédiction : comme ce motif divise les gouttes en 4 sous-unités, on s'attend à trouver un temps de rebond $\tau = \tau_0/2 = 6{,}5 \pm 0{,}4$ ms. On peut remarquer qu'ici la valeur de τ obtenue est vraiment égale à $\tau_0/2$, alors que lorsque les gouttes sont divisées par un seul fil, on trouve que τ est légèrement supérieur à cette valeur ($\tau = 0{,}56\ \tau_0$). Cette différence peut s'expliquer par le fait qu'ici, les 4 fils forcent une division en 4 sous-unités bien distinctes (Fig. 5.17), alors que les lobes restent liés lorsqu'il n'y a qu'un seul fil (Fig.5.6). Le liquide partagé entre les lobes aurait pour effet d'augmenter leur volume effectif et donc le temps de contact.

La courbe $\tau(U)$ a une forme en marche d'escalier à une une seule marche, entre τ_0 et $\tau_0/2$, qui correspond aux deux modes de rebond : à basse vitesse, l'inertie du liquide n'est pas suffisante pour permettre la fragmentation et la goutte rebondit en bloc. A plus haute vitesse, la goutte est

fragmentée en 4, ce qui divise par deux le temps de contact. Ce motif à 4 fils fait donc bien disparaitre, comme attendu, le plateau des vitesses "intermédiaires" de la figure 5.7.

Le seuil entre les régimes à 1 et 4 lobes apparait lorsque la vitesse d'impact U est égale à 0,5 m/s. Cette valeur est proche de la vitesse de transition 1 - 2 lobes sur la figure 5.7 ($U = 0{,}4$ m/s), quoique légèrement supérieure. Etant donné que le même phénomène physique est à l'origine de la transition de 1 à 2 ou de 1 à 4 lobes, on s'attendrait à ce que ce seuil soit le même. La petite différence observée peut être liée à la présence des deux autres fils pour une texture en croix, qui rendent plus difficile la coupure de la goutte.

Peut-on continuer à augmenter le nombre de fils pour atteindre des valeurs de τ de plus en plus petites ? La figure 5.19 montre une séquence d'images caractéristique du rebond d'une goutte d'eau de rayon $R = 1{,}3$ mm sur un motif formé de 6 fils de rayon $b = 100$ µm disposés en étoile. La vitesse d'impact de la goutte est $U = 1{,}3$ m/s.

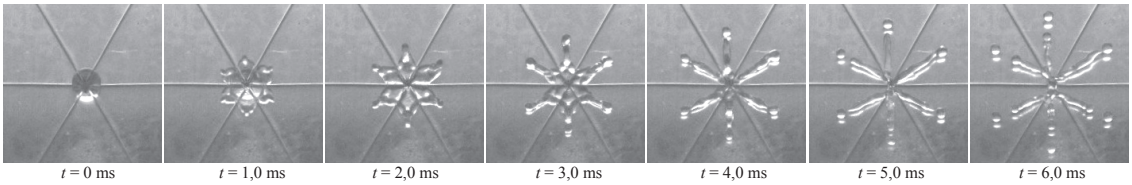


FIGURE 5.19 – Rebond d'une goutte d'eau de rayon $R = 1{,}3$ mm sur un motif de 6 fils (de rayon $b = 100$ µm) disposés en étoile. La vitesse d'impact est $U = 1{,}3$ m/s. Le rebond a lieu après un temps $\tau = 6{,}0$ ms, un temps nettement inférieur au temps de rebond $\tau_0 \simeq 13{,}0 \pm 0{,}8$ ms d'une goutte de même taille sur une surface superhydrophobe sans texture, mais supérieur au temps attendu si 6 lobes rebondissaient indépendamment (où $\tau = \tau_0/\sqrt{6} \simeq 5{,}3 \pm 0{,}3$ ms)

Comme sur les autres motifs à 3 ou 4 fils, la goutte est divisée dès les premières millisecondes de l'impact en fragments de même taille (ici 6) car le liquide est expulsé par les fils, et ne s'étale donc pas le long de leurs axes. Rapidement, la goutte prend une forme d'étoile à 6 branches alors des des lobes se forment et grossissent (entre $t = 2{,}0$ et 3,0 ms). Mais les lobes sont animés ici d'une vitesse radiale élevée et ils se séparent du reste du liquide avant le rebond (pour $t = 5$ ms). Les "bras" de l'étoile fragmentée sont les derniers morceaux de la goutte à quitter la surface, pour $t = \tau = 6{,}0$ ms. La goutte est alors coupée en 12 morceaux, et présente une forme très éloignée de la forme à 6 lobes qu'on pourrait attendre : le temps de rebond est d'ailleurs différent de celui qu'on aurait attendu si la goutte avait été simplement divisée en 6, où on aurait $\tau = \tau_0/\sqrt{6} = 5{,}3 \pm 0{,}3$ ms.

Augmenter le nombre de fils ne permet donc pas de diviser le temps de contact autant qu'on le souhaite. Lorsque les gouttes entrent en contact avec un grand nombre de textures, d'autres phénomènes dynamiques apparaissent, qui sont responsables de l'éjection radiale de fragments de liquide. Par conséquent, ce ne sont plus des lobes qui rebondissent, mais des objets plus complexes, et le temps de contact n'est pas aussi réduit qu'on l'attendrait.

5.4.2 Impact sur un défaut ponctuel

D'autres textures peuvent-elles aussi permettre une réduction du temps de contact des gouttes, par rapport à une surface superhydrophobe ? Les motifs de fils que nous avons testés dans la première partie de ce chapitre permettent de réduire le temps de contact car ils imposent une anisotropie dans l'étalement couplée à de la fragmentation, ce qui permet la formation de lobes de plus petite taille. Un autre type de texture permettrait-il aussi de réduire du durée du rebond ?

Images du rebond

Nous nous proposons d'étudier ici la dynamique du rebond sur un défaut isotrope : une petite bille de verre collée sur une surface de silicium. Comme précédemment, le défaut et le substrat sont rendus superhydrophobes par un traitement commercial en spray (de l'Ultra Ever Dry), et on laisse tomber les gouttes au dessus de la bille à l'aide d'aiguilles calibrées. Pour s'assurer que les impacts sont centrés, on filme les rebonds à la fois du dessus et de côté à 5000 ou 10 000 images par seconde. La figure 5.20 montre deux exemples de rebonds à basse (Fig. 5.20.a) et haute vitesse (Fig. 5.20.b) de gouttes d'eau de rayon $R = 1{,}3$ mm sur une surface superhydrophobe texturée par une bille de verre de 400 µm de diamètre.

Pour $U = 0{,}7$ m/s, la dynamique du rebond n'est pas significativement affectée par la présence du défaut, qu'on distingue pourtant nettement sur les images en vue de côté. L'étalement est isotrope, et la goutte se rétracte quasiment comme sur une surface superhydrophobe classique. Elle quitte la surface pour $t = \tau = 13{,}8$ ms, un temps similaire au temps de rebond $\tau_0 = 13{,}7 \pm 0{,}8$ ms mesuré sur le substrat sans défaut.

Un phénomène très différent est observé à plus haute vitesse d'impact, comme le montre la figure 5.20.b (pour $U = 1{,}3$ m/s). Si le début de l'étalement est le même que précédemment, on remarque pour $t = 3{,}0$ ms le début d'un phénomène nouveau : le film liquide se rompt au niveau de la bille centrale. S'ensuit une phase de double démouillage : alors que le bord extérieur du film commence à reculer, le film se rétracte rapidement de la sphère vers l'extérieur, ce qui conduit à la formation d'un anneau, visible sur la vue du dessus pour $t = 4{,}2$ et 5,6 ms. Ces deux flux opposés engendrent un mouvement vertical lorsqu'ils se rencontrent, ce qui permet à la goutte de rebondir. Le temps de contact, mesuré lorsque le liquide quitte la surface, est égal à $\tau = 6{,}0$ ms, un temps plus de 2 fois plus faible que le temps de contact sur une surface superhydrophobe classique. La goutte a alors une forme d'anneau, très aplatie et percée au centre, comme le montrent les images de dessus et de côté pour $t = 6{,}4$ ms.

Après avoir quitté la surface, l'anneau liquide se contracte pour prendre une forme plus dense, ce qui provoque des mouvements de liquide vers le haut et vers le bas. Le bas de la goutte entre alors à nouveau en contact avec la surface (et la sphère) puis s'en éloigne (entre $t = 8$ ms et $t = 14{,}8$ ms).

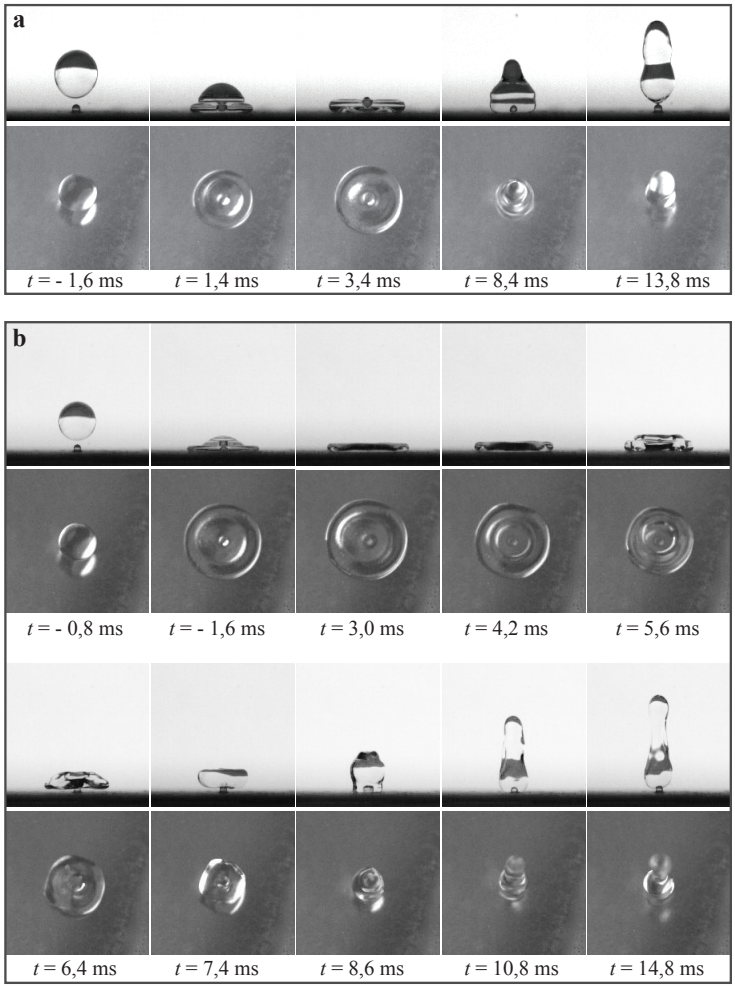


FIGURE 5.20 – Rebond d'une goutte d'eau de rayon $R = 1{,}3$ mm sur une surface de silicium texturée par une bille de verre de rayon $b = 400$ µm. L'ensemble silicium/verre est traité par des colloïdes hydrophobes. **a**. Images de l'impact à faible vitesse $U = 0{,}7$ m/s. La texture ne semble pas perturber le rebond, qui suit une dynamique très proche de celle observée sur une surface superhydrophobe classique. Le temps de contact est $\tau = 13{,}8$ ms, un temps quasiment identique à celui mesuré sur une surface non-texturée. **b**. $U = 1{,}3$ m/s. A la fin de la phase d'étalement, le film liquide se rompt autour de la bille et démouille vers l'extérieur, ce qui donne à la goutte une forme d'anneau. Le temps de rebond est $\tau = 6{,}0$ ms.

Temps de rebond des anneaux

La formation d'un anneau, à haute vitesse d'impact, permet donc de réduire nettement le temps de contact. Pour mieux caractériser ce phénomène, nous avons fait varier la vitesse d'impact U des gouttes entre 0,5 et 1,5 m/s, et mesuré dans chaque cas la valeur de τ. La figure 5.21.a montre les mesures de $\tau(U)$ obtenues en présence d'une bille surperhydrophobe de rayon $d = 200$ µm (ronds verts), que l'on compare au temps τ_0 (triangles noirs) mesuré en l'absence de défaut. Le rayon R des gouttes est fixé et vaut 1,3 mm.

Sur une surface superhydrophobe classique, le temps de rebond τ_0 a bien la forme attendue : il est

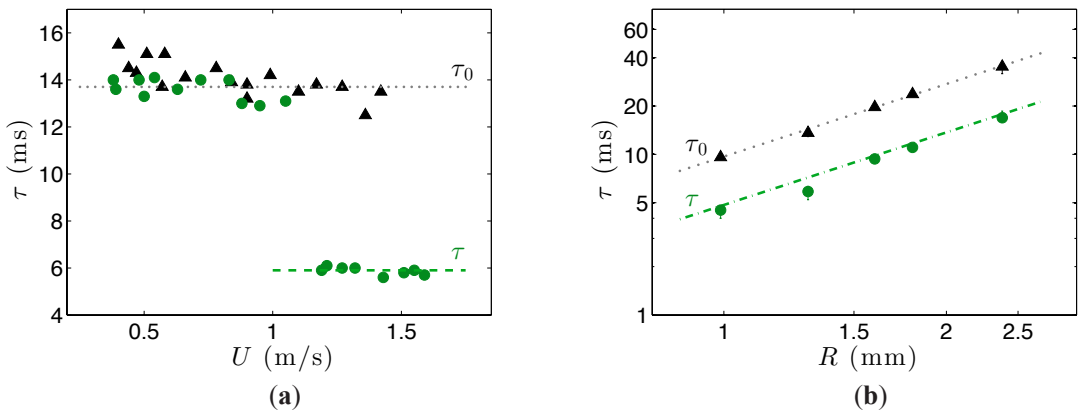


FIGURE 5.21 – Temps de contact de gouttes d'eau sur une surface superhydrophobe plane (temps τ_0, triangles noirs) et sur une surface similaire texturée par une bille de verre de 400 µm de diamètre (temps τ, ronds verts) **a**. τ_0 et τ en fonction de la vitesse d'impact U des gouttes. Les lignes en pointillés gris et tirets verts sont des ajustements des points de τ_0 et τ. Le rayon R des gouttes est égal à 1,3 mm. **b**. τ_0 et τ en fonction de R. Les données sont ajustées par les courbes d'équation $\tau_0 = 2{,}6\sqrt{\frac{\rho R^3}{\gamma}}$ pour τ_0 (pointillés gris) et $\tau = \tau_0/2$ (ligne en tirets verts).

indépendant de U et sa valeur moyenne (en pointillés gris) est égale à $13{,}7 \pm 0{,}8$ ms, une valeur en bon accord avec celle attendue pour des gouttes de cette taille. En présence du défaut, la courbe $\tau(U)$ a une forme en marches d'escaliers, assez similaire à celle observée lorsque le défaut est un fil (Fig. 5.7 ou 5.18), malgré des dynamiques de rebond très différentes. Aux plus hautes vitesses d'impact ($U > 1{,}2$ m/s), le temps de rebond en présence de la sphère est divisée d'un facteur deux environ par rapport à τ_0 : on mesure $\tau = 5{,}9 \pm 0{,}2$ ms, une valeur qui reste indépendance de U. A basse vitesse, τ est également indépendant de U (pour $U < 1{,}2$ m/s), et est égal à $13{,}8 \pm 0{,}6$ ms, une valeur quasiment identique à τ_0. La transition entre les régimes de basse et de haute vitesse est très soudaine, pour $U = 1{,}2$ m/s. Expérimentalement, ce seuil correspond au moment de l'apparition des anneaux : ce sont donc ces formes très particulières qui permettent une forte réduction du temps de contact.

Ces observations sont complétées par la figure 5.21.b, où nous avons tracé τ_0 (triangles noirs) et la valeur réduite de τ (ronds verts) en fonction du rayon R des gouttes en échelle logarithmique. Les ajustements de points par les deux lignes pointillées (en gris pour τ_0 et en vert pour τ) montrent que ces deux temps augmentent en $R^{3/2}$, ce qui suggère qu'ils suivent la même loi inertio-capillaire en $\sqrt{\frac{\rho R^3}{\gamma}}$. On peut enfin remarquer que les mesures de τ sont bien ajustées par la ligne de tirets verts, d'équation $\tau = \tau_0/2$. A haute vitesse d'impact, le temps de rebond est réduit d'un facteur 2 par rapport à τ_0.

On peut enfin s'intéresser à la position de la marche de la courbe $\tau(U)$, qui caractérise la transition entre rebond classique et rebond en anneau. Comme les deux forces en présence lors de la rupture du film autour de la sphère sont toujours l'inertie et la capillarité, on peut s'imaginer que cette transition (comme pour les fils) est caractérisée par un nombre de Weber critique, qui compare ces

deux forces. Pour vérifier cette hypothèse, nous avons tracé le temps de rebond, adimensionné par τ_0 en fonction de We pour 5 gouttes de tailles différentes, allant de 1 à 2,4 mm.

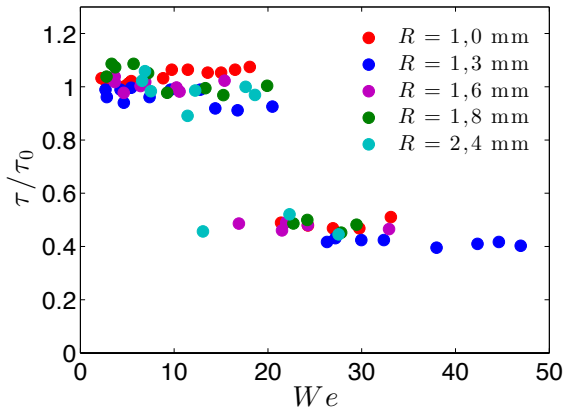


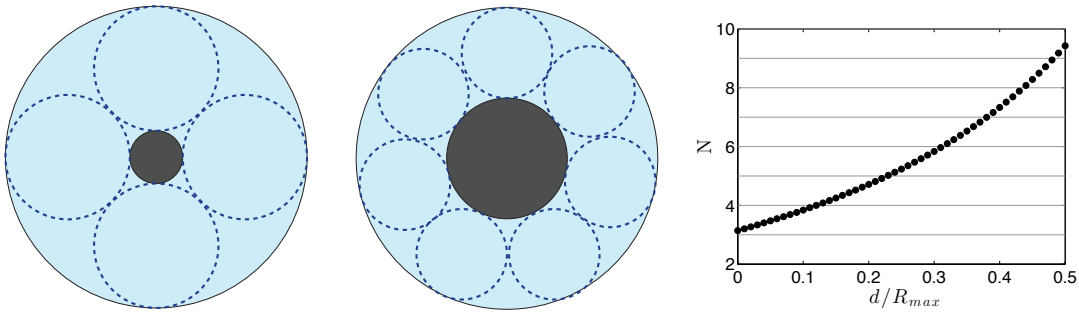
FIGURE 5.22 – Temps de contact τ en présence d'une bille superhydrophobe adimensionné par τ_0 (temps de contact sur une surface plane) en fonction du nombre de Weber We. Les données expérimentales, correspondant à 5 tailles de gouttes (de rayon R varié entre 1 et 2,4 mm) se superposent bien. La transition entre $\tau = \tau_0$ et $\tau = \tau_0/2$ semble avoir lieu pour un nombre de Weber de l'ordre de 20.

La figure 5.22 montre que lorsqu'on trace $\tau/\tau_0 = \mathrm{f}(We)$ toutes les données expérimentales se superposent, y compris au niveau du saut entre $\tau = \tau_0$ et $\tau = \tau_0/2$. Ce seuil semble donc bien être associé à un nombre de Weber de l'ordre de 20 quelle que soit la taille des gouttes.

Diviser un anneau en sous-unités ?

Au paragraphe 5.2.1, on avait expliqué la réduction d'un facteur 2 du temps de contact sur un fil par l'apparition de 4 sous-unités bien distinctes pendant l'impact. Or, en présence d'une petite sphère, les gouttes rebondissent d'un bloc. Cependant, leur forme particulière d'anneau semble leur permettre de rebondir beaucoup plus tôt que ce que l'on attendrait pour des gouttes de même volume. La petite sphère ne divise donc pas les gouttes comme le fait le fil, mais en créant les anneaux elle fait apparaitre une nouvelle longueur caractéristique, leur largeur $R_{max} - d$. La figure 5.23.a montre un schéma en vue de dessus d'une goutte à son étalement maximal (en bleu) au dessus d'une surface texturée par un défaut sphérique (en gris) de rayon d. On peut faire apparaitre dans la largeur de l'anneau des sous-unités, ou blobs de diamètre $R_{max} - d$ (en pointillés bleu foncé sur le schéma) : sur la figure 5.23.a, où le ratio $R_{max}/d = 0{,}17$, on peut faire apparaitre 4 blobs d'un diamètre égal à la largeur de l'anneau. Certes, les blobs sont connectés les uns aux autres mais chacun se comporte pendant le processus de rétraction comme une goutte indépendante, ce qui suggère que c'est leur taille qui détermine le temps de contact. Dans ce cas particulier, on s'attend à trouver un temps $\tau = \tau_0/\sqrt{4} = \tau_0/2$.

La figure 5.23.b montre un schéma identique, mais pour un rayon d de défaut plus grand (ici $R_{max}/d = 0{,}4$). On peut alors faire apparaitre plus de sous-unités, 7 dans ce cas précis. On pourrait



(a) **(b)** **(c)**

FIGURE 5.23 – **a**. Schéma montrant une vue de dessus d'une goutte à son étalement maximal (en bleu), percée en son centre autour d'une sphère (en gris). Il est possible de faire apparaitre dans cet anneau 4 sous-unités (en pointillés bleu foncé) qui rebondiraient de façon indépendante. **b**. Même schéma, mais pour une plus grande taille de défaut. Le nombre N de sous-unités qu'on peut faire apparaitre est plus grand. **c**. Nombre N de sous-unités en fonction de d/R_{max}, où d est le rayon du défaut et R_{max} le rayon maximal d'étalement des gouttes

donc imaginer qu'un anneau liquide avec un tel rapport d'aspect rebondisse en un temps $\tau = \tau_0/\sqrt{7}$. Si notre idée est bonne, on s'attend donc à ce qu'en augmentant la taille du défaut (ce qui réduit la largeur de l'anneau), on augmente le nombre N de sous-unités, et ainsi réduire le temps de contact d'un facteur $1/\sqrt{N}$.

On peut calculer, par un argument géométrique, le nombre N de sous-unités en fonction du rayon d du défaut : le périmètre du cercle par lequel passe le centre de toutes les sous-unités dessinées est égal à $2\pi\,[d + (R_{max} - d)/2]$. Au premier ordre, il couvre N fois le diamètre des sous-unités, soit $N(R_{max} - d)$. En égalisant ces deux formules, on trouve :

$$N = \pi\,\frac{R_{max} + d}{R_{max} - d}. \tag{5.9}$$

Cette équation est tracée sur la figure 5.23.c.

Lorsqu'une goutte d'eau de rayon $R = 1{,}3$ mm tombe sur une sphère de rayon $d = 200$ µm à une vitesse $U \simeq 1{,}2$ m/s elle s'étale pour former un film de rayon $R_{max} \simeq 3$ mm. Lorsque l'anneau se forme, on a donc $d/R_{max} \simeq 0{,}07$: la figure 5.23.c montre que l'on peut faire apparaitre entre 3 et 4 sous-unités, qui permettraient une réduction du temps de contact d'un facteur $1/\sqrt{3}$ ou $1/\sqrt{4} = 1/2$ (ce que l'on observe effectivement). L'argument proposé ici peut donc peut être expliquer la division par deux du temps de rebond en présence d'une petite sphère, à condition que 4 sous-unités "virtuelles" se forment au moment de l'impact.

Une façon de vérifier le modèle proposé ici est de faire varier la taille du défaut de façon contrôlée, pour faire apparaitre un nombre N variable de blobs et mesurer le temps de contact correspondant. Pour cela, nous avons créé de nouveaux défauts, quatre petits disques de hauteur $h = 400$ µm constante et de rayon d égal à 400 µm, 500 µm, 750 µm ou 1 mm. Afin de permettre un démouillage uniforme autour de ces gros défauts lorsque des anneaux se forment, nous les avons agrémentés de

petits créneaux de 50 µm de hauteur (image en insert de la figure 5.24). Pour chaque disque crénelé, nous avons mesuré le temps de contact τ de gouttes d'eau à grande vitesse d'impact (où les anneaux se forment), soit pour 1,1 m/s $< U <$ 1,4 m/s. Deux rayons de gouttes sont considérés $R = 1{,}3$ et 1,8 mm, de façon à faire également varier le rayon maximal d'étalement du liquide R_{max}. Pour chaque valeur du couple (R,d), nous avons mesuré le temps de contact τ pour une dizaine d'impacts, et tracé la moyenne en fonction de d/R_{max}. La figure 5.24 montre les résultats de ces expériences (carrés vert foncé), auxquelles on a ajouté les mesures réalisées pour une petite sphère de rayon $d = 200$ µm(ronds verts clairs), pour les 5 rayons de gouttes considérés sur la figure 5.21.b.

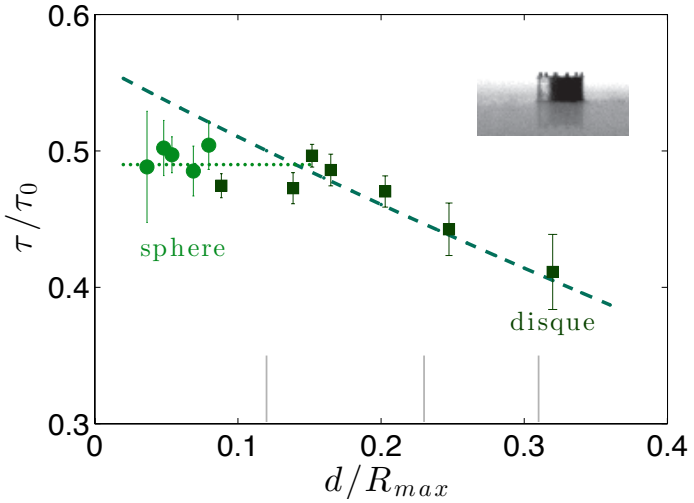


FIGURE 5.24 – Temps moyen de rebond τ (adimensionné par τ_0) de gouttes d'eau sur des défauts cylindriques (carrés vert foncé) de rayon d, ou sur une petite sphère de rayon $d = 200$ µm (ronds vert clair) ; pour des vitesses d'impact U variées entre 1 et 1,4 m/s. Les données associées à 5 rayons de gouttes différents sont donnés pour la sphère, et deux rayons ($R = 1{,}3$ et 1,8 mm) pour les disques. τ/τ_0 est tracé en fonction de d/R_{max}, avec R_{max} le rayon maximal d'étalement des gouttes. La ligne en pointillés trace $\tau/\tau 0 = 0{,}49$ et la ligne de tirets verts a pour équation $\tau/\tau_0 = 1/\sqrt{N} = \sqrt{\frac{1-d/R_{max}}{\pi(1+d/R_{max})}}$: elle prédit le temps de contact attendu en fonction du nombre de sous-unités que l'on peut faire apparaitre dans l'anneau qui se crée lors du rebond. Les lignes verticales grises en abcisse montre les valeurs de d/R_{max} pour lesquelles on s'attend à trouver un nombre N entier de sous-unités (d'après l'équation (5.9)). L'image en insert montre une photographie vue de côté d'un défaut cylindrique de rayon $d = 750$ µm.

On remarque sur la figure 5.24 que toutes les données s'alignent sur une même courbe, pour les deux géométries (sphère et disques) mais aussi pour toutes les tailles de gouttes considérées. Les mesures de τ/τ_0 semblent montrer la présence de deux régimes différents selon la valeur de d/R_{max}, mis en évidence par les deux lignes vertes, en pointillés et en tirets.

Tout d'abord, pour $d/R_{max} > 0{,}15$, τ/τ_0 est une fonction décroissante de d/R_{max} : à taille de goutte égale, le temps de rebond est donc d'autant plus faible que le défaut est large, un résultat en bon accord avec notre hypothèse. De plus, la courbe en pointillés, qui trace la réduction en $1/\sqrt{N}$ attendue si N sous-unités se forment au sein des anneaux semble bien suivre les mesures

expérimentales (sans aucun préfacteur). On peut également noter un phénomène surprenant : cette loi semble aussi valable pour des valeurs de d/R_{max} pour lesquelles N n'est pas entier (ces valeurs sont représentées par des lignes verticales grises au niveau de l'abscisse de la figure). On mesure par exemple pour $d/R_{max} = 0{,}16$ une réduction du temps de contact $\tau/\tau_0 \simeq 0{,}48 \pm 0{,}01$. Si on calcule N à partir de la formule (5.9) on trouve pour cette valeur de d/R_{max} un nombre non entier de sous unités, avec $N = 4{,}3$; or $1/\sqrt{4{,}3} \simeq 0{,}48$. La formation de 4,3 blobs expliquerait donc très bien à la réduction de τ mesurée.

Pour $d/R_{max} < 0{,}15$ on atteint un autre régime, où τ/τ_0 semble indépendant de d/R_{max}. On remarque que ce résultat est vrai pour les impacts sur la petite sphère (ronds verts), mais également sur les disques (carrés vert foncé). Si l'on se base sur la figure 5.23.c, pour ces valeurs de d/R_{max} il doit se former entre 3 et 4 blobs ; la valeur de τ mesurée expérimentalement $\tau \simeq 0{,}49\,\tau_0$ (ligne en pointillés), semble, elle, plutôt indiquer que le volume Ω des blobs qui rebondissent est proche de $\Omega/4$, ce qui signifierait que les anneaux se sub-divisent toujours en 4 lorsqu'ils sont larges. Ce résultat est assez difficile à interpréter : il n'est pas évident de comprendre pourquoi les gouttes ne se subdiviseraient en moins de 4 sous-unités.

Les variations de τ/τ_0 mesurées dans cette expérience sont assez faibles, ce même si ces premiers résultats sont très encourageants, on ne peut pas conclure de façon certaine sur la validité de notre idée initiale. L'incertitude sur les mesures augmente d'autant plus que le rayon des plots plus est large, car il d'autant plus est difficile de s'assurer du centrage des impacts et de l'ouverture uniforme des anneaux. Il est donc compliqué d'augmenter encore la taille des disques crénelés, pour espérer atteindre des valeurs de τ encore plus faibles.

Conclusion

L'ajout de macrotextures superhydrophobes à une surface traitée de la même façon permet donc de modifier significativement la dynamique du rebond et de réduire le temps de contact. Nous avons considéré ici plusieurs types de macrotextures : un fil ou plusieurs organisés radialement (3, 4 ou 6), et enfin des textures isotropes comme une petite bille ou un disque.

Lors de l'impact sur des fils, les gouttes ne s'étalent quasiment pas le long des textures, ce qui donne au film étalé des formes de papillon (pour un fil) ou de trèfle à trois ou quatre feuilles (pour 3 ou 4 fils). Sur une bille ou un disque, les gouttes s'étalent de façon isotrope mais le film casse au niveau de la texture ce qui donne aux gouttes une forme d'anneau au moment où elles rebondissent. Dans chacune de ces expériences, le temps de contact τ est réduit par paliers entre τ_0 (le temps de contact sur une surface non texturée) à basse vitesse d'impact et une fraction de τ_0 à haute vitesse. La dynamique de rebond sur des fils montre que la texture, en éjectant le liquide lors de l'impact, permet la formation de N sous-unités de volume Ω/N (avec Ω le volume initial de la goutte). Comme chacune de ces sous-unités, soumises à l'inertie et la tension de surface suivent un loi inertio-capillaire pour le temps de contact (de la forme $\tau \sim \sqrt{\frac{\rho(\Omega/N)}{\gamma}}$), τ est réduit d'un facteur $1/\sqrt{N}$ par rapport

au temps de rebond τ_0 sur une surface superhydrophobe sans texture.
En généralisant cette idée au rebond sur des textures isotropes (sphère ou disque), on peut tenter d'expliquer la diminution de τ (et sa dépendance avec la taille de la texture) en faisant apparaitre N sous-unités dans l'anneau qui se crée lors de l'impact, un nombre d'autant plus grand que le défaut est large.

Notre approche permet peut être d'expliquer également la réduction du temps de contact dans d'autres cas, comme celui reporté très récemment par Liu *et al*. Ils ont montré que l'impact de gouttes sur des cylindres superhydrophobes était très particulier : les gouttes s'étalent moins et se rétractent plus rapidement de long de l'axe du cylindre ce qui leur donne une forme de saucisse au moment où elles rebondissent. Le temps de contact des gouttes-saucisses est réduit d'un facteur 2 environ par rapport à τ_0. En appliquant le même raisonnement à cet exemple que celui proposé pour les anneaux, on peut faire apparaitre entre 3 et 4 sous-unités dans le cylindre liquide qui, en rebondissant de façon indépendante, pourraient expliquer la réduction de τ d'un facteur 2 par rapport à τ_0.

Chapitre 6

Rebond dynamique

Sommaire

6.1 Rebond sur une surface en mouvement 143

6.1.1 Etalement de la goutte 145

6.1.2 Temps de rebond 150

6.1.3 Energie "perdue" pendant l'impact 157

6.2 Surface superhydrophobe mobile 161

6.2.1 Dynamique du rebond 162

6.2.2 Temps de contact 163

6.2.3 Considérations énergétiques 165

Nous allons nous focaliser ici sur deux situations qui combinent différents éléments de cette thèse. Dans un premier temps, nous allons lier rebonds et mouvement : au chapitre 1, nous avons vu que des gouttes peuvent rebondir sur la couche limite d'air créée par le mouvement de rotation d'un plateau, à condition que celui-ci se déplace assez vite. Au premier abord, le rebond sur de l'air à grande vitesse semble éloigné des rebonds plus "classiques" sur des surfaces superhydrophobes ou en caléfaction. Nous allons donc caractériser la dynamique de l'impact dans cette situation inhabituelle. Dans un second temps, on étudie des situations qui mélangent rebond, mouvement et superhydrophobie. On laisse tomber des gouttes sur une surface superhydrophobe en mouvement, traitée pour repousser l'eau quelle que soit sa vitesse.

6.1 Rebond sur une surface en mouvement

Des gouttes qui frappent une surface en mouvement rapide peuvent rebondir sur la couche d'air entrainée par le substrat. Ce phénomène n'a lieu qu'à condition que la vitesse de la surface dépasse une vitesse critique V^* : en dessous de ce seuil, les gouttes entrent en contact avec leur support et

sont emportées avec elle, alors qu'elles rebondissent pour $V > V^*$. Nous allons tout d'abord faire la description du rebond sur de l'air.

La figure 6.1 montre le rebond d'une goutte d'éthanol de rayon $R = 0{,}75$ mm, de vitesse initiale $U = 0{,}4$ m/s, sur un plateau d'aluminium poli en rotation. Le dispositif expérimental utilisé ici est le même qu'aux deux premiers chapitres, et représenté sur la figure 1.5. Dans cet exemple, la vitesse de la surface sous-jacente est élevée : $V = 29$ m/s, ce qui permet au liquide d'être repoussé par la couche limite d'air en mouvement. On a défini ici (comme pour toute la suite) l'origine du temps t au moment où le bas de la goutte est le plus proche de la surface.

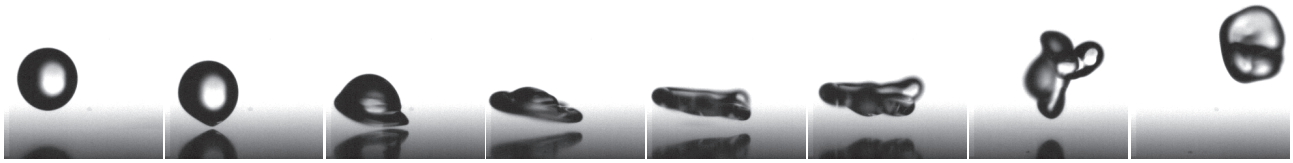


FIGURE 6.1 – Rebond d'une goutte d'éthanol sur un plateau en mouvement de la gauche vers la droite à la vitesse $V = 29$ m/s. La goutte a un rayon $R = 0{,}75$ mm et une vitesse d'impact $U = 0{,}4$ m/s. Le temps de rebond τ, mesuré entre le moment de l'impact ($t = 0$) et le moment où toute la masse de la goutte s'éloigne de la surface vaut $\tau = 2{,}7$ ms.

On remarque sur les photos de la figure 6.1 que le liquide est déformé de façon asymétrique avant même l'impact : à $t = -0{,}1$ ms, la face amont de la goutte est aplatie à cause de l'inertie de l'air en mouvement, de qui lui donne une forme de coin. Juste après l'impact, le liquide proche de la surface est entrainé vers l'aval, ce que l'on voit pour $t = 0{,}8$ ms sur la figure 6.1. Ce mouvement permet d'éviter qu'il y ait contact avec le plateau, et donc mouillage. Entre $t = 0{,}8$ ms et $t = 1{,}7$ ms, la base de la goutte est repoussée vers le haut, alors que sa partie supérieure continue de descendre. Ces deux mouvements contraires aplatissent le liquide qui prend une forme de crêpe, légèrement incliné vers l'avant (pour $t = 2{,}6$ ms). Entre $t = 2{,}6$ ms et $t = 3{,}5$ ms, toute la masse de la goutte s'éloigne de la surface, tout en gardant une forme aplatie. Par la suite, elle est déformée par des flux importants en son sein (pour $t = 7{,}2$ ms), avant de retrouver une forme globulaire.

Le rebond dynamique est donc inhabituel à plusieurs titres :

- Tout d'abord, les gouttes ont une forme très aplatie lorsqu'elles s'éloignent de la surface, ce qui est différent des rebonds classiques des surfaces superhydrophobes ou en caléfaction (où les gouttes sont au contraire plutôt étirées verticalement lorsqu'elles décollent (Fig. 4.2 ou 4.10))
- En outre, le liquide a fini de rebondir à $t = 3{,}5$ ms sur la figure 6.1, puisqu'il est déjà loin de la surface et continue à s'éloigner. Or, sur une surface très chaude ou superhydrophobe une goutte d'éthanol de même taille ($R = 0{,}75$ mm) mettrait un temps τ_0 à rebondir égal à $2{,}6\sqrt{\frac{\rho R^3}{\gamma}}$ (Chapitre 4), soit 10,1 ms pour $\rho = 789$ kg/m^3 et $\gamma = 22$ mN/m. Le temps de rebond sur la surface en mouvement est donc beaucoup plus faible que celui mesuré habituellement sur d'autres surfaces non mouillantes planes.

Pour mieux caractériser le rebond, nous allons nous intéresser successivement à ses différentes étapes : l'étalement sur de l'air tout d'abord, puis le moment où la goutte quitte la surface. Enfin, nous étudierons ce qui se passe après l'impact.

6.1.1 Etalement de la goutte

Etalement initial

Nous allons nous concentrer tout d'abord sur les premières étapes de la phase de l'étalement sur de l'air en mouvement. Juste après l'impact, le liquide forme un bourrelet qui grandit, et qui est entrainé dans la direction du mouvement de la surface, comme le montre la figure 6.1. Pour caractériser l'étalement, nous avons reporté le déplacement horizontal $x(t)$ du bourrelet avec le temps. $x(t)$ est défini sur la figure 6.2.a : il est mesuré par rapport au centre de la goutte juste avant l'impact. Les courbes sur la figure 6.2 montrent les variations en échelle logarithmique de $x(t)$ en fonction de la vitesse V du plateau, de la tension de surface γ des gouttes (d'un mélange eau/éthanol) et de leur vitesse d'impact U. Sur toutes les courbes (Fig. 6.2.b, .c et .d), on a tracé la fonction $x \propto t^{1/2}$ en pointillés gris, qui s'ajuste raisonnablement sur les données expérimentales.

Toutes les mesures de $x(t)$ semblent donc montrer que x est proportionnel à $\sqrt{t}$: l'étalement initial des gouttes sur de l'air en mouvement semble donc avoir la même dépendance avec le temps que sur une surface superhydrophobe (Fig. 4.6). Nous avions en effet établi au paragraphe 4.2.1 que $x(t)$ suit une loi de la forme :

$$x \sim \sqrt{RUt}. \tag{6.1}$$

Cette formule peut s'expliquer par un argument géométrique, en considérant que juste après l'impact x est égal, en ordre de grandeur, au rayon de la base d'une sphère tronquée (la goutte, aplatie au contact de la surface) ; même si cet un argument qui n'est plus valable aux temps plus grands, la formule (6.1) reste valable pour décrire les expériences. Pour voir si cette loi reste vraie pour caractériser l'étalement sur de l'air en mouvement, nous avons mesuré la dépendance de $x(t)$ avec V, U et γ.

La figure 6.2.b montre que la dynamique d'étalement dépend de la vitesse V du plateau, mais assez faiblement : on remarque que $x(t)$ augmente de 20 % environ alors que V est doublé, entre 14,6 m/s et 28,2 m/s. Ce résultat n'est pas prévu par la formule (6.1) ce qui n'est pas surprenant : comme elle caractérise l'impact sur une surface immobile, elle ne permet pas de prévoir l'effet de la vitesse de la surface. L'influence de la tension de surface γ sur l'étalement est présentée sur la figure 6.2.c. Les courbes obtenues montrent que les gouttes s'étalent un peu plus rapidement lorsque leur tension de surface est plus faible. On peut cependant noter que les variations de x sont presque négligeables par rapport au facteur 3 sur lequel γ varie. En outre, si on calcule le nombre de Weber dans le bourrelet (mis en mouvement à une vitesse u_b de l'ordre de 1 m/s), on trouve $We \simeq 100$, une valeur supérieure à 1. L'inertie domine donc les forces capillaires lors de l'étalement, ce qui explique

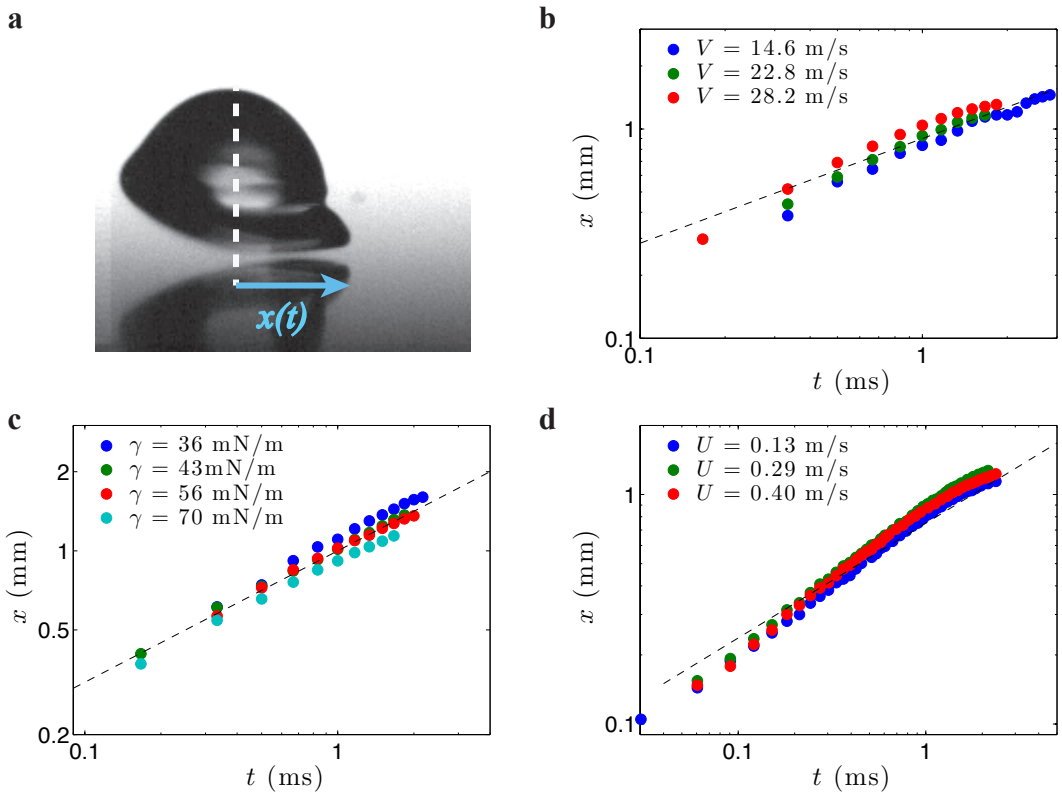


FIGURE 6.2 – Position $x(t)$ de la base d'une goutte entrainée par de l'air à l'approche d'une surface en mouvement en fonction du temps. Pour les images **a**, **b** et **d**, le liquide est de l'éthanol **a**. Goutte d'éthanol de rayon $R = 0{,}75$ mm, 0,8 ms après l'impact. $x(t)$ est défini par rapport au centre de la goutte avant déformation. **b**. $x(t)$ pour différentes vitesses V de la surface, à la vitesse d'impact $U = 0{,}2$ m/s et pour $R = 1{,}0$ mm. **c**. $x(t)$ en fonction de la vitesse d'impact U, pour $V = 27$ m/s. **d**. $x(t)$ en fonction de la tension de surface γ du liquide, pour des gouttes de mélanges d'eau et d'éthanol de rayon $R = 1{,}0$ mm, pour une vitesse d'impact $U = 0{,}2$ m/s et une vitesse de plateau $V = 27$ m/s.

pourquoi la tension de surface γ joue un rôle très faible. Enfin, la figure 6.2.d montre que $x(t)$ ne dépend pas de la vitesse d'impact U des gouttes, car toutes les courbes se superposent, pour U varié entre 0,13 et 0,40 m/s.

Ces trois observations suggèrent que la formule (6.1) ne s'applique pas ici, en particulier car la dynamique de l'étalement ne dépend pas de la vitesse d'impact U. Par contre, lors d'un rebond dynamique, l'air en mouvement (à vitesse V) est sûrement responsable de l'entrainement du bourrelet qui se forme au niveau du bas de la goutte. Cela expliquerait en particulier pourquoi le liquide ne s'étale pas de façon isotrope mais seulement dans le sens du mouvement de la surface. Pour tenir compte du rôle de l'air (tout en gardant la loi en $t^{1/2}$ observée expérimentalement) on peut modifier la formule (6.1) en posant :

$$x \sim \sqrt{RVt}.$$

Ce modèle prévoit une croissance du bourrelet en $\sqrt{t}$, indépendante de U et de γ ce qui est en accord

avec les expériences. La figure 6.2.b montre également que $x(t)$ est une fonction croissante de V, même si l'augmentation mesurée est plus faible que celle prédite par la théorie.

Il est cependant nécessaire de compléter ces premières expériences pour valider notre idée, en changeant par exemple le rayon R des gouttes pour voir si l'on trouve la croissance de x en $\sqrt{R}$ attendue. Il faut également prêter une grande attention à la définition du temps $t = 0$ et de la position $x = 0$. Par exemple, faut il mesurer x par rapport à la position du centre de la goutte, ou de la "pointe" liquide visible sur la figure 6.1 pour $t = -0{,}1$ ms ? A quel moment prendre $t = 0$ sachant que la goutte ne touche jamais la surface ?

Forme de la goutte étalée

Alors que le bourrelet grandit, il est repoussé et s'éloigne de la surface alors que le reste de la goutte continue de descendre. Ces deux mouvements contraires donnent aux gouttes une forme de crêpe, visible pour $t = 2{,}6$ ms sur la figure 6.1. Le liquide atteint donc un point où il est entièrement étalé. Nous allons caractériser l'étalement maximal, et le comparer à celui observé pour des rebonds classiques sur des surfaces superhydrophobes ou en caléfaction.

Pour cela, nous avons pris des vidéos en vue de dessus de l'impact de gouttes d'huile silicone de faible viscosité ($\eta = 5$ mPa.s) sur un plateau en mouvement à vitesse V. La figure 6.3 montre le rebond d'une goutte d'huile de rayon $R = 1{,}1$ mm. L'objet noir en bas à droite des images est l'aiguille d'où est lâchée le liquide. Comme précédemment, l'origine des temps $t = 0$ est prise lorsque la goutte touche la surface.

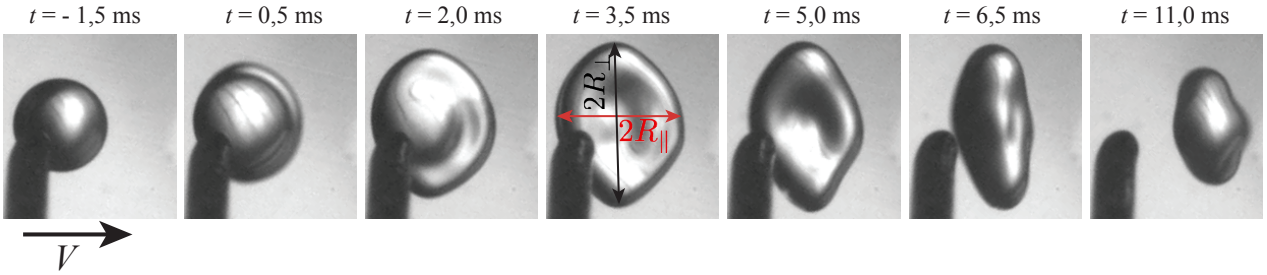


FIGURE 6.3 – Vue de dessus de l'impact d'une goutte d'huile silicone de viscosité $\eta = 5$ mPa.s sur une surface de plexiglas en mouvement à une vitesse $V = 24$ m/s. Les gouttes ont un rayon $R = 1{,}1$ mm. Le liquide s'étale de façon asymétrique, et on note $R_\perp$ et $R_\parallel$ la taille du film à l'étalement maximal dans les directions perpendiculaire et parallèle au mouvement du substrat.

A $t = 0{,}5$ ms, on remarque sur la figure 6.3 que la goutte s'étale initialement plutôt dans le sens du mouvement de la surface. Cette phase correspond à la croissance du bourrelet déjà remarquée sur les vues de côté (Fig. 6.2.a). L'asymétrie de l'étalement s'accentue au cours du temps (entre $t = 0{,}5$ ms et $t = 3{,}5$ ms : l'arrière de la goutte ne semble pas bouger alors que l'avant s'avance dans la direction de V. Une seconde asymétrie apparait très rapidement : considérant que la surface se déplace de

la gauche vers la droite, on pourrait s'attendre à ce que le liquide s'étale plus dans la direction de l'écoulement. C'est l'opposé qui est observé : $R_\perp$, la taille de la goutte à son étalement maximal (pour $t = 3{,}5$ ms sur la figure 6.3) perpendiculairement à l'écoulement est plus grande d'environ 30 % à celle, notée $R_\parallel$ dans la direction du substrat.

Cette forme particulière n'est pas sans rappeler celle des grosses gouttes de pluie, qui sont déformées dans leur chute par l'air qui les contourne. E. Reyssat [111] a montré que lorsque leur taille dépasse la longueur capillaire, elles s'aplatissent dans la direction de l'écoulement, ce qui les fait ressembler à des pièces liquides (Fig. 6.4).

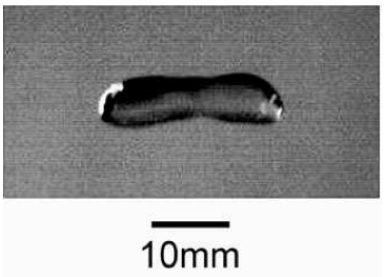


FIGURE 6.4 – Forme prise par une très grosse goutte de pluie en chute libre (du haut vers le bas de l'image). Crédit : E. Reyssat [111].

Cette forme s'explique par le mouvement de l'air autour du liquide, d'autant plus déformable que son rayon est grand. Pour un flux laminaire, l'équation de Bernoulli en effet prévoit que l'accélération de l'air, qui doit contourner les gouttes, cause une dépression $\triangle p$ d'ordre $\rho_a V^2$ (où ρ_a est la densité de l'air et V sa vitesse). Cela étire l'eau dans la direction perpendiculaire au flux. Dans le cas du rebond sur une surface à grande vitesse, la couche limite doit également contourner la goutte, ce qui crée peut-être une dépression sur les côtés, et donc une asymétrie.

Afin de caractériser la déformation des gouttes, nous avons mesuré les valeurs du rayon maximal d'étalement (R_{max}) perpendiculairement ($R_\perp$) et parallèlement ($R_\parallel$) à l'écoulement en fonction de la vitesse V du plateau (Fig. 6.5.a).

On constate sur la figure 6.5.a que le rayon maximal R_{max} des gouttes étalées ne dépend pas de la vitesse V du plateau. On a toujours $R_\perp \simeq 2{,}1\,R$ et $R_\parallel \simeq 1{,}6\,R$ pour toutes les vitesses considérées (entre 10 et 25 m/s), ce qui montre que l'asymétrie du film ne change pas avec V. Ce résultat est plutôt surprenant : on aurait pu s'attendre à ce que, comme pour la pluie, les gouttes subissent lors de leur rebond une dépression $\Delta p \sim \rho_a V^2$ sur le côté, car elles traversent une couche d'air en mouvement à une vitesse V. Or cet argument implique une déformation d'autant plus grande que V augmente, ce que contredit la figure 6.5.a.

L'explication simple de la dépression $\triangle p$ est donc compliquée par le fait que les gouttes rebondissent dans un mince flux d'air très fortement cisaillé, donc assez différent du flux autour de l'eau en chute libre. En outre, la forme anisotrope prise par le liquide pendant le rebond n'est que transitoire

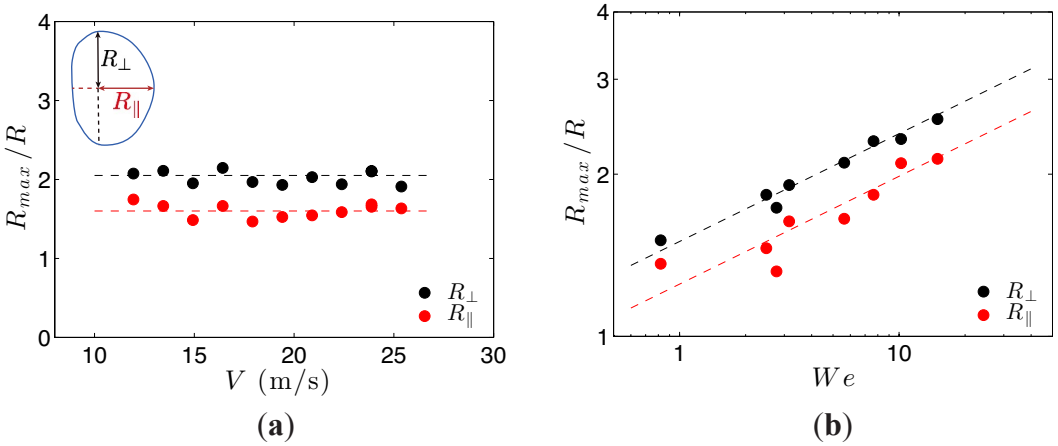


FIGURE 6.5 – Rayon maximal R_{max} (adimensionné par le rayon R) de gouttes d'huile silicone de viscosité $\eta =$ 5 mPa.s lors de leur étalement sur la surface en mouvement, en fonction de la vitesse V de la surface. $R_\perp$ est le rayon de la goutte étalée dans la direction perpendiculaire à l'écoulement d'air, et $R_\parallel$ dans la direction parallèle. **a**. R_{max} en fonction de la vitesse V du plateau sur lequel sont déposées les gouttes. **b**. R_{max} en fonction du nombre de Weber à l'impact $We = \frac{\rho U^2 R}{\gamma}$.

(elle n'est visible que pendant quelques millisecondes). Enfin, les gouttes sont inclinées lorsqu'elles atteignent leur étalement maximal. Même si leur angle d'inclinaison ne dépend pas de V, le flux d'air autour de la goutte est complexe et difficile à caractériser.

Pour affiner l'étude de l'étalement, nous avons repris l'expérience précédente en faisant varier le rayon R des gouttes entre $R = 0{,}6$ mm et 1,6 mm, pour des vitesses d'impact U allant de 0,1 m/s à 0,5 m/s (tout en maintenant la vitesse V du plateau constante). Les résultats obtenus sont regroupés sur la figure 6.5.b où on a tracé les rayons d'étalement maximaux $R_\perp$ et $R_\parallel$ adimensionnés par R en fonction du nombre de Weber à l'impact ($We = \frac{\rho U^2 R}{\gamma}$).

Les données obtenues (Fig. 6.5.b) s'alignent à peu près sur une même courbe. $R_\perp$ et $R_\parallel$ augmentent avec le nombre de Weber : les gouttes s'étalent plus quand leur vitesse d'impact U ou leur rayon R augmentent. On note également que l'écart entre $R_\perp$ et $R_\parallel$ reste constante quel que soit le nombre de Weber, ce qui montre que l'asymétrie des gouttes ne change pas, même lorsqu'elles s'étalent plus. La pente des deux courbes maîtresses de $R_\perp = f(We)$ et $R_\parallel = f(We)$ (en log-log) est de 0,2 environ. On a donc $R_{max} \sim RWe^{0,2}$, une loi qui semble aussi vérifiée pour des gouttes moins visqueuses comme l'éthanol. Cet exposant est assez proche (quoique plus faible) que le coefficient 1/4 [75] mesuré par C. Clanet *et al.* pour l'étalement sur une surface superhydrophobe (où on trouve $R_{max} \sim RWe^{1/4}$, voir parag. 4.1.1). L'air en mouvement semble donc perturber l'étalement du liquide, dont la dépendance avec U est réduite par rapport au cas classique de la superhydrophobie. On peut remarquer que l'air joue un rôle opposé en caléfaction : en se propageant de façon radiale sous la goutte, il en facilite l'étalement, comme l'ont montré Tran *et al.*

6.1.2 Temps de rebond

Travail réalisé par Mayuko Murano au cours des 6 semaines de stage de Master réalisés dans notre équipe.

Le temps de rebond τ des gouttes en lévitation dynamique est lui aussi très inhabituel. Ainsi, si une goutte d'éthanol de rayon $R = 0{,}75$ mm met 10 ms à rebondir sur une surface très chaude, elle met trois fois moins de temps sur une surface en mouvement (Fig. 6.1). Or, comme nous l'avons vu dans les deux chapitres précédents, le temps de contact τ est un paramètre essentiel du rebond, puisqu'il détermine en particulier l'intensité des échanges (thermiques par exemple) entre la surface et le liquide. Nous allons donc tenter de caractériser τ : de combien est-il réduit par rapport aux situations de rebond classique ? Suit-il la même loi que le temps de rebond τ_0 sur une surface superhydrophobe ?

Comment définir le temps de rebond

Le premier problème que l'on rencontre est définition à donner au temps de rebond τ dans le cas du rebond dynamique. En effet, les gouttes n'entrent jamais en contact avec la surface : il est donc difficile de savoir à quel moment elles s'en éloignent effectivement. Sur la figure 6.1 nous avons vu que le rebond se fait en deux temps, ce qui donne deux définitions possibles du temps de rebond :

- Tout d'abord, très peu de temps après l'impact initial, le bas des gouttes est repoussé par le solide en mouvement en formant un bourrelet (entre $t = 0$ ms et $t = 0{,}8$ ms sur la figure 6.1) alors que leur partie supérieure continue de descendre. Dans une première définition, on peut considérer que le liquide a rebondi (après un temps $t = \tau_H$) lorsque la langue liquide à la base des gouttes (et donc uniquement le *bas* de la goutte) commence à s'éloigner de la surface.
- Quelques millisecondes plus tard, la chute de la partie haute des gouttes est stoppée. Après avoir atteint son étalement maximal, le liquide est repoussé dans son ensemble hors de la surface. Cela arrive entre $t = 2{,}6$ ms et $t = 3{,}5$ ms sur la figure 6.1. Cette approche plus globale donne une seconde définition au temps de rebond τ, qui correspond au temps nécessaire pour que *toute* la goutte soit repoussée.

Dans tous les exemples d'impacts que nous avons vus aux chapitres précédents, le problème de la définition du temps de rebond ne se pose pas vraiment. En effet, en caléfaction ou sur une surface superhydrophobe, tout le liquide quitte la surface en même temps et il n'y a pas de situation où la base de la goutte décolle alors que le haut est toujours en train de tomber. Or, on trouve ici des temps très différents selon qu'on se focalise uniquement sur le bas, ou sur toute la goutte.

Rebond global du liquide

Pour comparer les mesures de τ avec celles réalisées sur des surfaces superhydrophobes, nous avons choisi dans un premier temps de prendre la seconde définition du temps de rebond. On consi-

dère que la goutte a rebondi lorsqu'elle s'éloigne en totalité de la surface : on trouve ainsi un temps de contact supérieur au temps d'étalement, comme dans les cas de rebond classique.

Dans un premier temps, nous avons voulu savoir comment la vitesse V de la surface influait sur le temps de rebond. Pour cela, nous avons mesuré τ en fonction de V, pour des gouttes d'éthanol de rayon $R = 0{,}75$ mm et de vitesse d'impact $U = 0{,}2$ m/s. Nous n'avons pas trouvé de méthode "automatique" permettant de mesurer τ : les mesures ont donc été réalisées directement sur les vidéos expérimentales. Nous avons considéré le temps τ au moment où les gouttes, aplaties en crêpes, s'éloignent de la surface. Même si cette mesure reste imprécise, elle permet d'obtenir des résultats assez reproductibles et comparables entre eux.

Sur la figure 6.6, on a représenté les mesures de $\tau(V)$ pour des vitesses de la surface allant de 14 à 30 m/s. En dessous de $V = V^* = 14$ m/s, les gouttes touchent la surface : nous avons tracé par une ligne verticale rouge cette limite. La ligne en pointillés gris est un guide pour l'oeil.

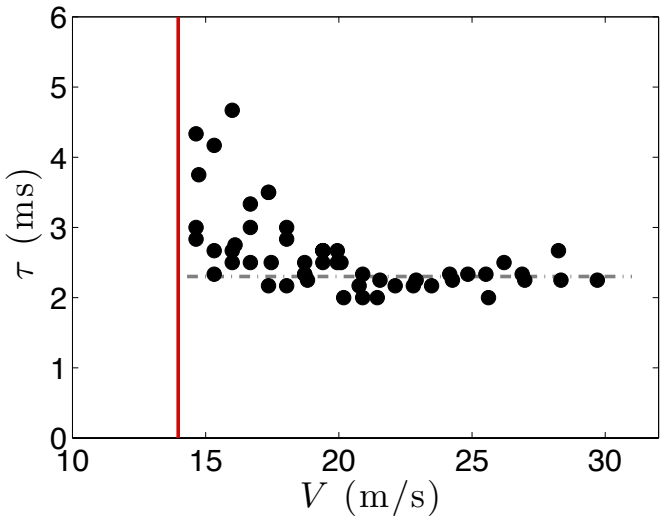


FIGURE 6.6 – Temps de rebond τ d'une goutte d'éthanol de rayon $R = 0{,}75$ mm de vitesse d'impact $U = 0{,}2$ m/s en fonction de la vitesse V de la surface. La ligne rouge représente la valeur de V^* ($V^* = 14$ m/s pour $U = 0{,}2$ m/s) en dessous de laquelle les gouttes mouillent la surface.

La figure 6.6 montre que pour $V > 20$ m/s, le temps de contact τ est indépendant de V. Pour ces vitesses, τ garde une valeur constante égale à $2{,}4 \pm 0{,}4$ ms, une mesure en bon accord avec la valeur pressentie pour $V = 29$ m/s sur la figure 6.1, où l'on voit le liquide s'éloigner de la surface à partir de $t = 2{,}6$ ms. Le temps de rebond sur une surface en mouvement est donc 4 fois plus faible qu'en caléfaction, où une goutte identique (d'éthanol) mettrait un temps $\tau_0 \simeq 10{,}1$ ms à repartir. Le déplacement de la surface n'empêche donc pas simplement le mouillage : l'air en mouvement joue un rôle actif, et repousse la goutte bien plus tôt qu'en caléfaction. Dans ce contexte, le fait que τ ne dépende pas de V est surprenant, étant donné le rôle essentiel du mouvement de la surface. Cependant, ce résultat est semblable à celui obtenu dans la phase d'étalement, où l'air en mouvement

semble responsable de l'asymétrie des gouttes étalées, et pourtant, sans qu'une augmentation de V (et donc de la vitesse du gaz) n'augmente l'asymétrie.

On remarque sur la figure 6.6 que pour $V < 20$ m/s, les mesures de τ sont plus dispersées. Elles augmentent en moyenne lorsque V se rapproche de V^* (ligne rouge). La dynamique du rebond est donc perturbée lorsque V est proche de V^*, et τ se rapproche de sa valeur dans la limite de mouillage (pour $V < V^*$) où il est infini.

Pour comprendre quelle loi fixe τ (et lui permet d'atteindre des valeurs aussi faibles), nous avons considéré dans un second temps l'influence de la vitesse d'impact U. Pour cela, nous avons laissé tomber des gouttes de différentes hauteurs sur une surface en mouvement à vitesse V constante, de façon à faire varier leur vitesse U entre 0,05 et 0,35 m/s. La figure 6.7.a. montre les mesures de $\tau(U)$ pour des gouttes d'éthanol de rayon $R = 0{,}83$ mm. (Il est plus facile de travailler avec de l'éthanol que de l'eau car la vitesse seuil de lévitation V^* est plus faible, ce qui permet d'observer des rebonds à plus basse vitesse, ici $V = 16$ m/s.)

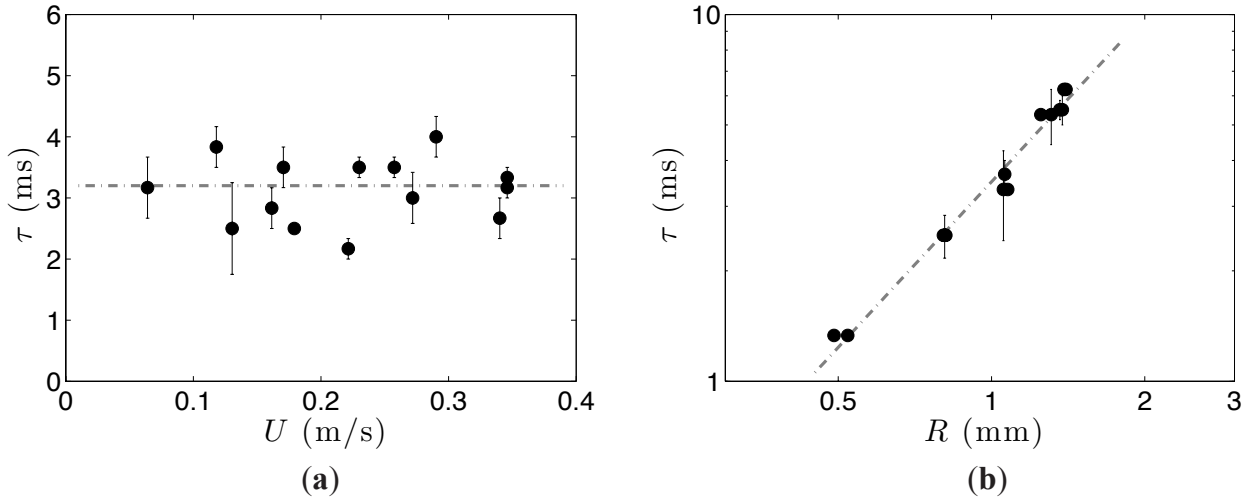


FIGURE 6.7 – Temps de rebond τ d'une goutte d'éthanol sur une surface en mouvement à une vitesse $V = 16$ m/s. **a**. τ en fonction de la vitesse d'impact U, pour un rayon $R = 0{,}83$ mm, et une vitesse de plateau $V = 16$ m/s ; **b**. τ en fonction de R, pour $U = 0{,}4$ m/s.

Malgré une certaine dispersion des points, les données expérimentales montrent que τ ne dépend pas de U. Cette observation suggère que τ suit peut-être ici aussi la même loi inertio-capillaire que le temps de contact τ_0 ($\tau_0 \sim \sqrt{\frac{\rho R^3}{\gamma}}$) sur une surface superhydrophobe ou en caléfaction (parag. 4.1.2). On peut également remarquer que la valeur de τ obtenue ($\tau = 3{,}2$ ms) est à nouveau presque 4 fois plus faible que le temps de rebond attendu pour une goutte similaire sur une surface non-mouillante, où on aurait $\tau \simeq 2{,}6\sqrt{\frac{\rho R^3}{\gamma}} \simeq 11{,}8$ ms (avec $\rho = 789$ kg/m^3, $\gamma = 22$ mN/m et $R = 0{,}83$ mm). Les variations importantes de τ observées sur la figure 6.7.a s'expliquent par le fait que la vitesse V du plateau ($V = 16$ m/s dans cette expérience) est proche de $V^* \simeq 14$ m/s (dans cette expérience).

Comme nous l'avons vu sur la figure 6.6, les mesures de τ ont sont beaucoup plus dispersées pour $V \gtrsim V^*$.

Pour affiner la loi suivie par le temps de rebond dynamique τ, nous avons réalisé à nouveau cette expérience en faisant varier R entre 0,5 et 1,4 mm, soit à l'aide d'aiguilles calibrées, soit à partir de jets de liquide pour former des gouttes plus petites. La vitesse d'impact U et la vitesse V de la surface sont maintenues constantes et égales à $U = 0{,}36 \pm 0{,}4$ m/s et $V = 25$ m/s. Les résultats sont présentés sur la figure 6.7.b où la courbe $\tau = \mathrm{f}(R)$ est tracée en échelle logarithmique. Toutes les mesures de $\tau(R)$ s'alignent sur une même droite de pente 1,5 (en pointillés sur la figure 6.7.b). τ augmente donc avec le rayon R des gouttes suivant une loi $\tau \propto R^{3/2}$. Sur ce point aussi, τ semble suivre la même formule inertio-capillaire que τ_0, tout en étant divisé d'un facteur 4.

Enfin, le dernier paramètre que nous pouvons faire varier est la tension de surface γ des gouttes, une donnée qu'il n'est généralement pas possible de changer sur des surfaces superhydrophobes qui ne repoussent pas les liquides de faible tension de surface. Nous avons utilisé des mélanges d'eau et d'éthanol de différentes fractions massiques, de façon à ce que γ soit varié entre $\gamma = 22$ mN/m (éthanol pur) et $\gamma = 72$ mN/m (eau pure). Pour chaque mélange, nous avons étalonné un set d'aiguilles pour maintenir le rayon R des gouttes aussi constant que possible ($R = 1{,}05 \pm 0{,}05$ mm). On laisse le liquide tomber à une vitesse $U = 0{,}25$ m/s sur la surface en mouvement à $V = 25$ m/s. La figure 6.8 montre les mesures de $\tau(\gamma)$ obtenues pour 5 mélanges différents.

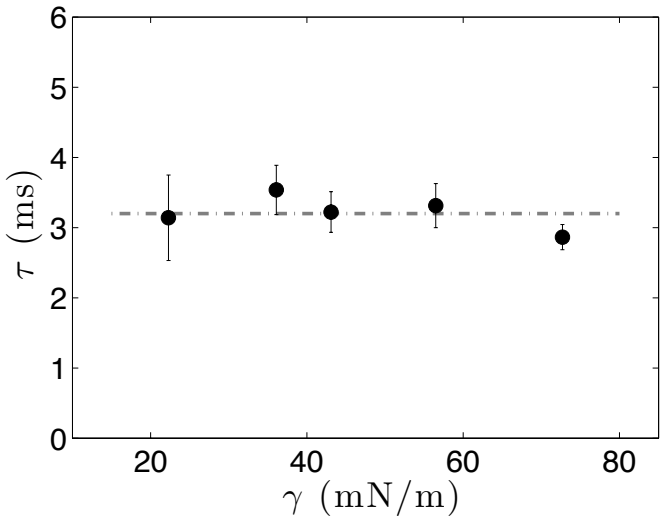


FIGURE 6.8 – Temps de rebond τ en fonction de la tension de surface γ de gouttes formées d'un mélange d'eau et d'éthanol. Le rayon R des gouttes vaut $R = 1{,}05 \pm 0{,}05$ mm et leur vitesse d'impact $U = 0{,}25$ m/s. Le plateau se déplace à une vitesse $V = 25$ m/s.

Les résultats de la figure 6.8 montrent que le temps de contact τ ne dépend pas de γ : τ est égal à $3{,}2 \pm 0{,}6$ ms pour les 5 liquides considérés. Or, si la loi $\tau \sim \sqrt{\frac{\rho R^3}{\gamma}}$ était vérifiée, en tenant compte de la variation de densité entre l'eau et l'éthanol, on s'attendrait à une augmentation du temps de

rebond d'un facteur 2,5 entre l'eau et l'éthanol : ce n'est pas du tout ce que l'on observe. Le temps de rebond, bien qu'indépendant de V et de U, et augmentant en $R^{3/2}$, ne semble donc pas suivre la loi inertio-capillaire classique. Pour le rebond sur une surface en mouvement, si l'inertie est bien sûr présente, il semble que la tension de surface γ ne joue pas le même rôle que sur des surfaces superhydrophobes, où elle permet à la goutte de rebondir comme un ressort (parag. 4.1.2). Un autre élément repousse donc la goutte hors de la surface. Un bon candidat est l'air en mouvement, qui peut remplacer γ pour jouer un rôle de ressort. En effet, en s'approchant de la surface, les gouttes bloquent partiellement le mouvement de l'air qui doit les contourner ou passer sous elles. Le gaz, contraint de passer dans la zone étroite entre le liquide et la surface au moment de l'impact, peut alors exercer une force verticale susceptible de renvoyer les gouttes.

Une première idée serait de penser que si l'air sous la goutte n'a pas le temps de s'échapper pendant le temps très court de l'impact (de l'ordre de la milliseconde), il va être comprimé par le liquide qui s'approche, comme dans un piston. Alors que la distance z entre le bas de la goutte et la surface diminue, la pression p_1 de l'air augmente : cela crée une force verticale $F \sim S(p_1 - p_0)$ qui pourrait repousser la goutte, p_0 est la pression atmosphérique loin de la surface (à une distance z_0) et S est la surface de la goutte sur laquelle cette force s'applique.
En supposant que l'air est un gaz parfait, on peut écrire : $F \sim nRT\left(\frac{1}{z} - \frac{1}{z_0}\right)$, (avec n le nombre de moles de gaz piégées sous la goutte, R la constante des gaz parfaits et T la température) ce que l'on peut réécrire sous la forme : $F \sim \frac{p_0 S}{z}(z_0 - z)$. Ecrire F sous cette forme permet de faire apparaitre la "raideur" K de l'air piégé : en posant $K \sim \frac{\rho S}{z}$ on a en effet $F \sim K(z - z_0)$. Comme dans le cas du rebond dynamique, ce n'est pas l'élasticité du liquide qui permet le rebond, mais l'élasticité de l'air, on peut remplacer la tension de surface γ dans la loi du temps de rebond par cette nouvelle raideur, ce qui donne :

$$\tau \sim \sqrt{\frac{\rho R^3}{K}} \sim \sqrt{\frac{\rho R^3 z}{p_0 S}},$$

On trouve alors un temps de rebond τ indépendant de la tension de surface du liquide, ce qui est en bon accord avec les expériences.
Cependant, comme S est la surface sur laquelle la surpression s'applique, on a $S \sim R^2$ avec R le rayon des gouttes, d'où $\tau \sim \sqrt{\frac{\rho R z}{p_0}}$. Or cette formule donne $\tau \propto R^{1/2}$, une loi de puissance différente de celle observée expérimentalement (Fig. 6.7.b) où l'on a $\tau \propto R^{3/2}$. De plus, pour avoir un temps τ de l'ordre de 3 ms, il faut poser $z = 1$ m : cette valeur est très différente de la distance caractéristique de quelques microns que l'on pourrait attendre, associée à la distance minimale entre la goutte et la surface au cours du rebond. Enfin, ce modèle ne tient pas compte du mouvement de l'air entrainé par la surface, alors que cela semble être essentiel pour le rebond : si la surface est immobile, les gouttes entrent systématiquement en contact avec le substrat.

Un modèle plus judicieux doit donc sûrement prendre en compte le mouvement de l'air ressenti par les gouttes lorsqu'elles s'approchent de la surface. Or, comme nous l'avons vu au paragraphe

1.3.3, lorsque la vitesse de la surface est élevée, l'air déforme le liquide et lui donne une forme de coin avant même qu'il ne touche la surface. Il exerce ainsi une force inertielle sur les gouttes que l'on peut écrire : $F_i \sim \rho_a V^2 R\delta$, avec δ l'épaisseur de la couche limite. Si la vitesse de la surface est suffisamment élevée, la composante verticale de cette force compense l'inertie des gouttes, ce qui leur permet de rebondir. Aussi, le temps de rebond est très sûrement lié à la force inertielle exercée par l'air : on peut ainsi l'associer au temps nécessaire pour freiner les gouttes qui s'approchent de la surface. Une façon d'exprimer cela est d'égaliser F_i avec l'inertie des gouttes qui s'approchent ($\rho R^3 a$), avec a l'accélération. Comme les gouttes freinent sur une distance de l'ordre de leur rayon R, on peut écrire $a \sim R/\tau^2$ avec τ le temps caractéristique du freinage (et donc du rebond). On obtient alors : $\rho_a V^2 R\delta \sim \rho R^3 \frac{R}{\tau^2}$ d'où :

$$\tau \sim \sqrt{\frac{\rho R^3}{\rho_a V^2 \delta}}. \tag{6.2}$$

Cette formule prévoit un temps de rebond qui ne dépend pas de U ni de γ, en bon accord avec les expériences. De plus, le calcul de τ donne $\tau \simeq \left(\frac{10^3}{1}\frac{10^{-9}}{10^2}\frac{}{10^{-3}}\right)^{1/2} \simeq 10^{-5/2} \simeq 3$ ms, ce qui correspond justement au temps mesuré pour des gouttes millimétriques. Enfin, comme l'épaisseur de la couche limite dépend de V (on a $\delta \propto V^{-1/2}$), la formule (6.2) prévoit une variation du temps de rebond avec la vitesse du plateau en $V^{-3/2}$. Même si les variations de τ avec V sont très faibles pour $V > 20$ m/s, on observe bien sur la figure 6.6 une décroissance de τ pour $V > V^*$ compatible avec la prédiction théorique.

Deuxième définition du temps de rebond

Comme nous l'avons vu, il est difficile de choisir la définition à donner au temps de rebond τ, car les gouttes ne touchent jamais la surface et la dynamique de l'impact est inhabituelle : il est donc possible de trouver deux temps de rebond, selon qu'on se focalise sur le mouvement de toute la goutte ou seulement de la partie la plus proche de la surface. Nous allons caractériser ici le temps de rebond τ_H, pris lorsque la partie inférieure des gouttes s'éloigne du substrat. Pour déterminer la valeur de ce second temps τ_H, il faut étudier l'évolution de la distance minimale h entre le liquide et la surface au moment de l'impact. Comme l'épaisseur du film d'air sous les gouttes est très faible et varie rapidement pendant le rebond, nous avons pris des vidéos à une grande résolution temporelle (au moins 30 000 images par seconde) et spatiale (avec le grossissement le plus fort possible) pour obtenir une mesure de h assez précise. La figure 6.9 montre un exemple des variations de $h(t)$ d'une goutte d'éthanol de rayon $R = 0{,}75$ mm qui approche à une vitesse $U = 0{,}07$ m/s une surface en mouvement à $V = 29$ m/s.

Pour $t < 0$ ms, la goutte s'approche de la surface. On observe que $h(t)$ diminue, jusqu'à atteindre une valeur plus faible que 10 µm (de l'ordre de quelques pixel sur les vidéos), que l'on ne parvient donc pas à mesurer avec précision. h reste ensuite très faible pendant quelques dixièmes de milliseconde

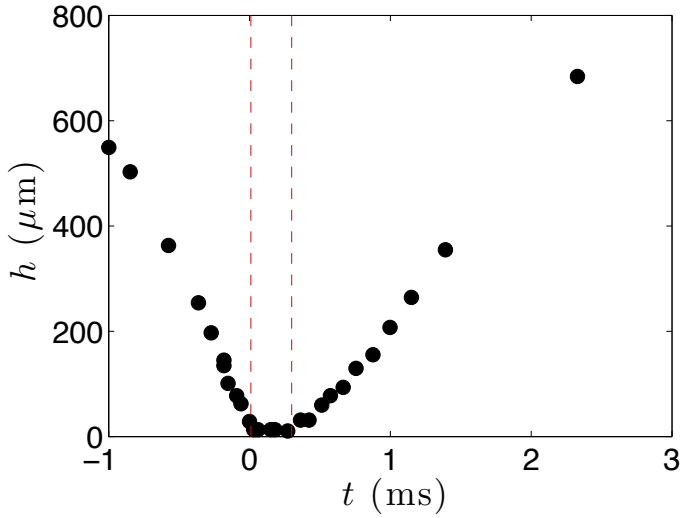


FIGURE 6.9 – Distance h entre le bas d'une goutte d'éthanol de rayon $R = 0{,}75$ mm et une surface en mouvement en fonction du temps t. La goutte arrive avec une vitesse initiale $U = 0{,}07$ m/s, et la surface se déplace à une vitesse $V = 29$ m/s. Les deux traits pointillés correspondent à la zone pour laquelle l'épaisseur h est minimale, ce qui permet de définir un temps de contact $\tau_H = 0{,}3$ ms.

avant d'augmenter à nouveau, pour $t > 0{,}3$ ms. Cela correspond au moment où le bourrelet qui se crée aux premiers instants à la base de la goutte s'élève (un phénomène visible sur la figure 6.1, pour $t = 0{,}8$ ms). À cet instant, la partie supérieure du liquide est toujours en train de tomber.

À partir des variations de $h(t)$, on peut définir le temps de rebond τ_H pendant lequel l'épaisseur h d'air sous la goutte est minimale. Ce temps τ_H peut être légitimement considéré comme un temps de rebond, pour deux raisons. Tout d'abord, pour $t > \tau_H$ la distance entre la goutte et la surface augmente de façon continue (Fig. 6.9), ce qui laisse penser que le liquide est bien repoussé par le substrat. De plus, c'est entre $t = 0$ et $t = \tau_H$ que le liquide est susceptible de toucher la surface et donc de mouiller le solide et partir avec lui. L'étape critique du rebond dure donc un temps τ_H : si pour $t = \tau_H$ la goutte n'est pas entrée en contact avec la surface, alors elle va rebondir. Cette seconde définition donne des valeurs de temps de rebond réduites d'un facteur 30 par rapport à τ_0. Sur la figure 6.9, on trouve ainsi $\tau_H = 0{,}29$ ms, là où on aurait $\tau_0 = 10{,}1$ ms en caléfaction !

Pour mieux connaitre les variations de τ_H, nous l'avons mesuré pour différentes vitesses d'impact U. Nous avons donc tracé la courbe $h(t)$ pour chaque vitesse U et déterminé le temps pendant lequel l'épaisseur du film d'air est minimale. Les valeurs de τ_H ainsi obtenues sont reportées sur la figure 6.10.

Même si les mesures réalisées dans cette expérience préliminaire sont assez imprécises, τ_H semble augmenter avec U. Il garde des valeurs très faibles, toujours inférieures à 0,8 ms, une valeur plus de 10 fois plus faible que τ_0.

τ_H semble donc suivre une loi différente du temps de rebond τ pris avec la première définition (qui ne dépend pas de U, Fig. 6.7). Des mesures complémentaires sont nécessaires pour mieux caractériser

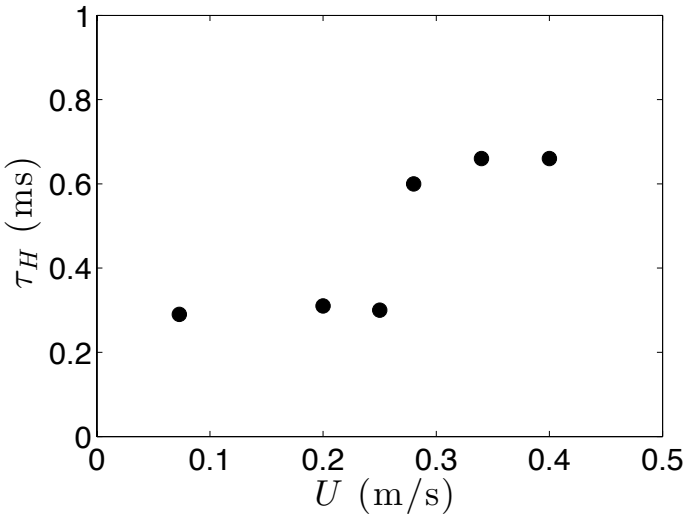


FIGURE 6.10 – Temps de contact τ_H correspondant au temps nécessaire pour repousser le bas d'une goutte d'éthanol de rayon $R = 0{,}75$ mm en fonction de sa vitesse d'impact U. La vitesse de la surface est constante et vaut $V = 28$ m/s.

τ_H et comprendre ses variations. Malheureusement, les expériences sont assez complexes à mettre en place : idéalement il faudrait prendre des films avec un grossissement encore plus fort (avec un objectif de microscope par exemple) et à au moins 30 000 images par seconde.

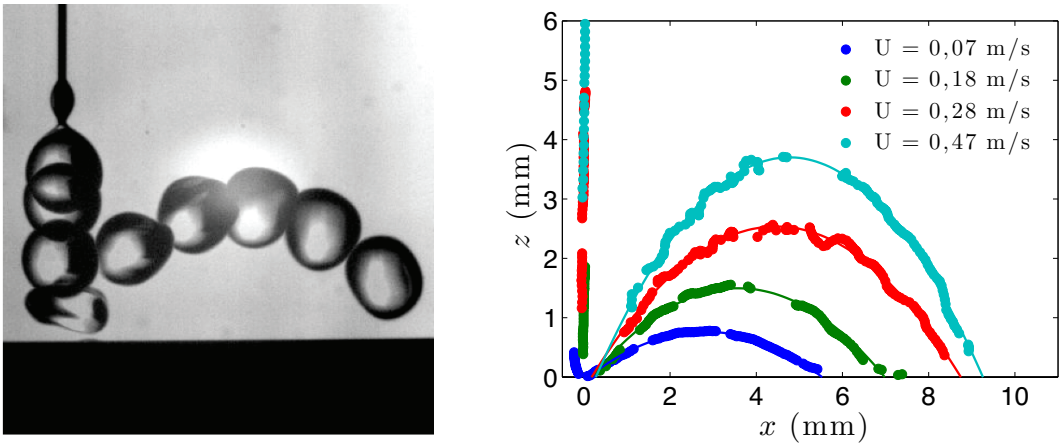
Quelle que soit la définition prise pour la mesure du temps de rebond (que l'on se focalise sur le mouvement de toute la masse de la goutte ou juste sur la distance entre la goutte et la surface) on obtient des temps de rebond bien plus faibles (respectivement 4 et 30 fois) qu'en caléfaction. Le rebond dynamique est donc assez exceptionnel, car en plus de ne jamais entrer en contact avec la surface, le liquide ne reste que très peu de temps à proximité de celle-ci. On imagine donc que les échanges, en particulier thermiques entre les gouttes et la surface sont extrêmement limités. Les surfaces en mouvement présenteraient donc des propriétés anti-gel exceptionnelles ? Il serait très intéressant de voir si dans un environnement très froid, des gouttes en surfusion peuvent être repoussées, et à quelle condition.

6.1.3 Energie "perdue" pendant l'impact

D'autres échanges peuvent également avoir lieu pendant le rebond, en particulier un transfert de moment. D. Soto [112] a par exemple montré que les gouttes exercent une force lors de l'impact, qui varie comme $\rho R^2 V^2$. A l'échelle d'une goutte millimétrique, cette force, de l'ordre de 10^{-2} N est très élevée (plus de 1000 fois son poids), ce qui explique pourquoi l'impact de la pluie peut faire plier les feuilles des plantes.

Détermination de la vitesse après rebond

Dans nos expériences, la surface se déplace : elle aussi est donc elle aussi susceptible de transmettre un moment aux gouttes qui s'en approchent. Pour étudier cela, nous avons suivi la trajectoire du liquide après qu'il a été repoussé par la surface. En effet, les gouttes, qui arrivent verticalement sur le plateau ne rebondissent pas verticalement comme elles le feraient sur une surface immobile, comme le montre la figure 6.11.a. La chronophotographie permet de voir les positions successives d'une goutte d'eau (de rayon $R = 1{,}0$ mm) qui rebondit sur une surface en mouvement : l'eau, partiellement entrainée par l'air qui l'entoure, quitte la surface avec une vitesse horizontale qu'elle n'avait pas en arrivant.



(a) **(b)**

FIGURE 6.11 – **a**. Séquence d'images montrant la trajectoire suivie par une goutte d'eau lorsqu'elle tombe sur une surface en mouvement. **b**. Mesure de la position $z(x)$ du centre de masse de gouttes d'eau de rayon $R = 1{,}0$ mm en fonction du temps au cours de leur rebond sur la surface du plateau, pour différentes vitesses d'impact U

Pour caractériser la trajectoire des gouttes, nous avons suivi la position de leur centre de masse (de coordonnées x selon l'axe horizontal et z selon la verticale) en fonction du temps à l'aide du logiciel imageJ. Nous avons placé l'origine des axes $x = z = 0$ au niveau du centre de masse du liquide au maximum de son étalement, lorsque qu'il est le plus proche de la surface. Les courbes $z(x)$ ainsi obtenues pour de l'éthanol pour différentes vitesses d'impact U sont tracées sur la figure 6.11.b. Les mesures de $z(x)$, représentées par des points ronds, suivent toutes une loi parabolique, ajustée par les traits continus d'équation $z = \alpha x^2 + \beta x$, où α et β des constantes. On remarque que toutes les courbes s'imbriquent les unes dans les autres quand on augmente la vitesse d'impact U : les gouttes rebondissent donc plus haut et plus loin lorsque leur vitesse est plus élevée.

À partir des ajustements des courbes $z = f(x)$, on obtient les coordonnées (X_{max}, H_{max}) du sommet des paraboles, et on en déduit la vitesse u après le rebond (dont les projections sur les deux axes x et z, sont appelées u_x et u_z). En effet, la seule force qui s'applique sur les gouttes une fois qu'elles

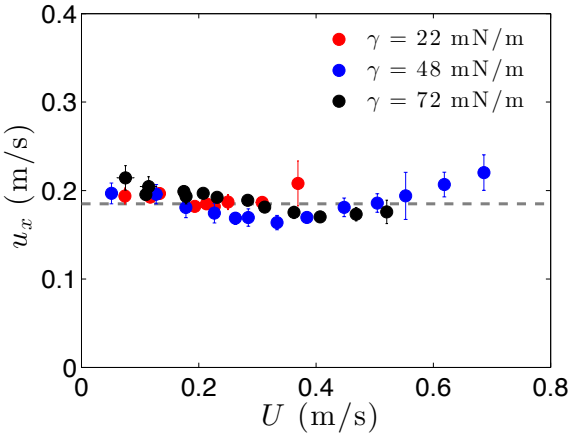
s'éloignent de la surface est leur poids mg. L'équation de la dynamique projetée horizontalement et verticalement donne alors u_x et u_z en fonction de X_{max} et H_{max} :

$$u_x = X_{max}\sqrt{\frac{g}{2H_{max}}} \tag{6.3}$$

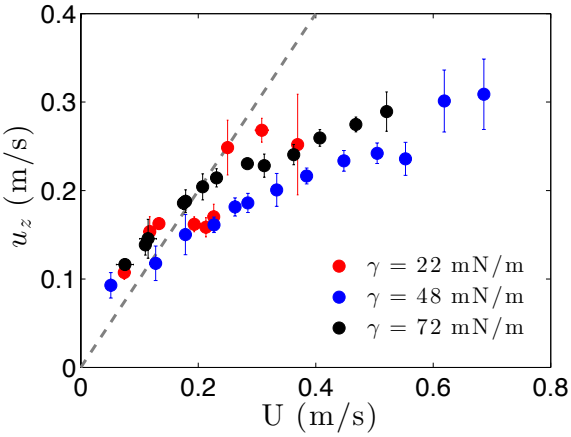
$$u_z = \sqrt{2gH_{max}} \tag{6.4}$$

Résultats expérimentaux

Nous avons étudié les trajectoires de rebond de différents liquides pour des vitesses d'impact U allant de 5 cm/s à 70 cm/s. Dans toutes les expériences, on maintient le rayon des gouttes constant ($R = 1{,}0 \pm 0{,}1$ mm), mais on fait varier le liquide qui les constitue. Il peut s'agir soit d'eau (de tension de surface $\gamma = 72$ mN/m), soit d'éthanol ($\gamma = 22$ mN/m), soit d'un mélange des deux pour avoir une tension de surface intermédiaire ($\gamma = 48$ mN/m). Pour chaque rebond, nous avons mesuré les positions successives du centre de masse des gouttes, et nous en avons déduit leur vitesse après impact, projetée selon les deux axes (u_x et u_z). La figure 6.12 montre les valeurs de u_x (Fig. 6.12.a) et u_z (Fig. 6.12.b) obtenues en fonction de U, pour les trois tensions de surface considérées.



(a)



(b)

FIGURE 6.12 – Vitesse u de gouttes après rebond sur une surface en mouvement en fonction de leur vitesse d'impact U. Trois liquides sont étudiés : de l'éthanol (de tension de surface $\gamma = 22$ mN/m), de l'eau ($\gamma = 72$ mN/m) et un mélange des deux tel que $\gamma = 48$ mN/m. Le rayon R des gouttes est constant et égal à $1{,}0 \pm 0{,}1$ mm. **a**. $u_x = \mathrm{f}(U)$. Le trait en pointillés est un guide pour l'oeil. **b**. $u_y = \mathrm{f}(U)$. La ligne en pointillés trace la droite d'équation $u_z = U$.

On voit sur la figure 6.12.a que la vitesse horizontale des gouttes après impact u_x garde une valeur constante, qui ne dépend pas de U. L'existence même de u_x montre que la surface communique au liquide une impulsion selon l'axe horizontal, dont l'amplitude ne dépend pas de la vitesse d'impact U. On remarque de plus que les points associés aux différents liquides se superposent : la tension de surface, et donc la déformabilité du liquide ne semble pas jouer de rôle sur l'énergie que le plateau lui transmet.

La courbe $u_z = \mathrm{f}(U)$ (Fig. 6.12.b) montre que la vitesse verticale après rebond, elle, augmente avec U, rapidement pour les vitesses U les plus faibles et de plus en plus lentement alors que U augmente. La droite en pointillés grise sur la figure 6.12 a pour équation $u_z = U$. Elle permet de voir qu'à très basse vitesse, les gouttes rebondissent avec une vitesse verticale $u_z > U$, c'est à dire plus vite que ce qu'elles ne sont tombées. Ce phénomène peut avoir deux causes. Une première hypothèse est que l'air en mouvement donne une légère impulsion verticale aux gouttes. Cet argument est assez en assez bon accord avec ce que l'on a vu pour le temps de rebond τ, dont la réduction par rapport au rebond classique peut s'expliquer par le rôle de ressort joué par l'air en mouvement. Cela expliquerait de plus pourquoi des liquides visqueux comme de l'huile silicone de viscosité $\eta = 100$ mPa.s parviennent tout de même à rebondir hors du plateau, alors même que presque toute leur énergie cinétique est dissipée lors de l'étalement. Une seconde hypothèse pour expliquer $u_z > U$ est que l'augmentation de la vitesse des gouttes est en fait dû aux vibrations naturelles des gouttes, qui perturbent les mesures lorsqu'elles tombent d'une très petite hauteur. A.-L. Biance [19] a observé un phénomène similaire en caléfaction, pour de très petites vitesses d'impact. De la même façon que pour la courbe $u_x = f(U)$, on remarque enfin que la tension de surface ne semble pas changer notablement la vitesse u_z des gouttes après le rebond.

La surface communique donc de l'énergie aux gouttes, en leur donnant une impulsion horizontale constante, et peut être aussi une petite impulsion verticale (plus difficile à déterminer). Pour mieux quantifier ce phénomène, on s'intéresse au coefficient de restitution du rebond $e = u/U$ qui compare la vitesse $u = \sqrt{u_x^2 + u_z^2}$ après rebond à U avant l'impact. Lorsque les gouttes sont en caléfaction, e est inversement proportionnel à U (parag. 4.2.2) : plus précisément, A.-L. Biance [19] a montré qu'il varie comme le nombre de Weber $\frac{\rho R U^2}{\gamma}$ à la puissance $-1/2$ (parag. 4.3.2). La figure 6.13 montre les variations du coefficient de restitution avec U sur une surface en mouvement. Trois séries de données sont représentées, pour les trois mélanges eau/éthanol considérés dans ces expériences (en bleu l'éthanol, en noir l'eau et en rouge un mélange des deux liquides, de tension de surface intermédiaire).

La figure 6.13 montre que comme pour les gouttes en caléfaction, le coefficient de restitution e décroit avec U : les gouttes perdent donc proportionnellement plus d'énergie quand elles approchent la surface en mouvement à plus haute vitesse. Le trait continu noir, d'équation $e = 0{,}27/U$ ajuste plutôt bien les données expérimentales : on a donc $e \propto 1/U$, comme en caléfaction (parag. 4.3.2). Cependant, l'analogie entre ces deux expériences s'arrête là. On remarque en effet que les trois séries de points, pour les trois liquides de tension de surface différente, se superposent très bien. Cela souligne à nouveau le rôle négligeable de la tension de surface sur le rebond dynamique (qui ne change pas la dynamique de l'étalement, ni le temps de rebond). Au contraire, en caléfaction, la tension de surface joue un rôle essentiel dans le rebond. En particulier, le coefficient de restitution (qui varie en $We^{-1/2}$) dépend de γ, puisqu'il augmente comme $\sqrt{\gamma}$. Il faut enfin noter que la figure 6.13 montre un phénomène étonnant : pour $U < 0{,}4$ m/s, $e > 1$, ce que souligne la ligne en pointillés gris. Aux faibles vitesses d'impact, les gouttes gagnent donc de la vitesse et peuvent repartir jusqu'à

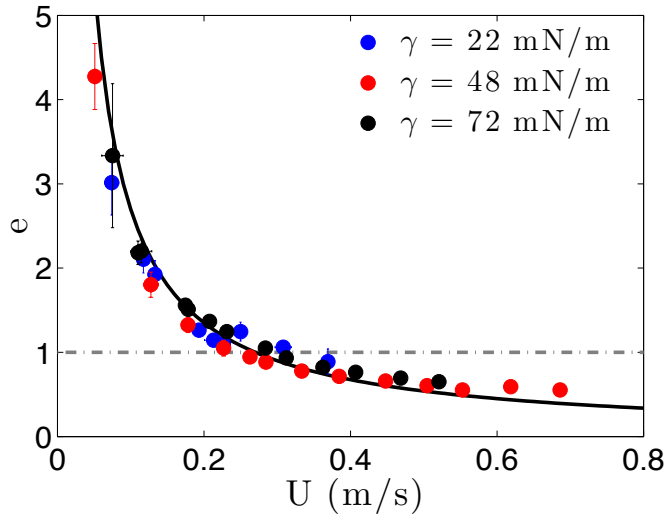


FIGURE 6.13 – Coefficient de restitution $e = u/U$, qui compare la vitesse de gouttes avant et après rebond sur une surface en mouvement en fonction de leur vitesse d'impact U. Trois liquides sont considérés : de l'eau (de tension de surface $\gamma = 72$ mN/m), de l'éthanol ($\gamma = 22$ mN/m) et un mélange des deux ($\gamma = 48$ mN/m). La ligne grise en pointillés trace la limite $e = 1$ et la ligne noire continue a pour équation $1/U$.

4 fois plus vite que ce qu'elles sont arrivées. La surface communique donc une quantité importante d'énergie aux gouttes : si elles quittent la surface 4 fois plus vite que ce qu'elles sont arrivées, elles ont multiplié leur énergie cinétique par un facteur 16 ! Ce phénomène n'est bien sûr pas visible lorsque la surface est immobile : en caléfaction, e ne dépasse pas l'unité (Fig. 4.12.c).

6.2 Surface superhydrophobe mobile

Si le rebond dynamique présente des particularités nouvelles et intéressantes, son défaut majeur est qu'il faut que la surface dépasse une vitesse critique V^* (qui dépend de la nature du liquide et de la vitesse d'impact U) pour repousser les gouttes : pour des vitesses trop faibles, le liquide entre en contact avec le solide en mouvement.

Si le liquide qui s'approche est de l'eau, il est pourtant possible d'empêcher le mouillage pour $V < V^*$ en traitant la surface de façon superhydrophobe. Les gouttes, dont l'adhésion est drastiquement réduite par rapport à la situation précédente, peuvent alors rebondir sur la surface. Si la dynamique du rebond sur une surface superhydrophobe immobile est déjà bien connue (voir chapitre 4), personne, à notre connaissance ne s'est penché sur ce qu'il se passe que le substrat est animé d'un mouvement horizontal. Or cette situation pose toutes sortes de questions : la goutte est-elle entrainée par la surface ? Rebondit-elle comme sur une surface immobile ? La surface lui communique-t-elle de l'énergie ? En outre, en mettant en mouvement la surface superhydrophobe, on crée une situation d'hydrophobie hybride : selon la vitesse V du solide, l'eau peut soit rebondir sur les textures de la

surface, soit sur la couche limite d'air. A quel moment les gouttes vont-elles cesser de toucher les textures ? Comment cela se traduit-il sur la dynamique du rebond ?

6.2.1 Dynamique du rebond

Pour étudier le rebond sur une surface superhydrophobe en mouvement, nous avons traité une surface d'aluminium avec un produit industriel, du Glaco Mirror Coat. Comme l'Ultra Ever Dry, il s'agit d'une suspension de billes de silice de taille inférieure à 100 nm dans un solvant, ici de l'isopropanol. Lorsqu'on couvre le substrat d'un film de ce produit, le solvant dépose en s'évaporant des agrégats de billes nanométriques qui rendent le substrat superhydrophobe. On laisse ensuite tomber de l'eau à l'aide d'une aiguille au-dessus de la surface en mouvement à une vitesse V allant de 0 à 38 m/s. Dans toutes les expériences décrites ici, la vitesse d'impact U des gouttes est maintenue constante ($U = 0{,}37$ m/s). On filme l'impact à l'aide d'une caméra rapide à 10 000 images par seconde, ce qui nous permet d'accéder aux les étapes du rebond. Les vidéos montrent que l'on peut distinguer trois types de rebond, présentés sur la figure 6.14. On y voit trois séquences d'images pour trois vitesses du plateau : $V = 0$ m/s (référence sur la surface immobile), $V = 7{,}5$ m/s et $V = 28{,}0$ m/s.

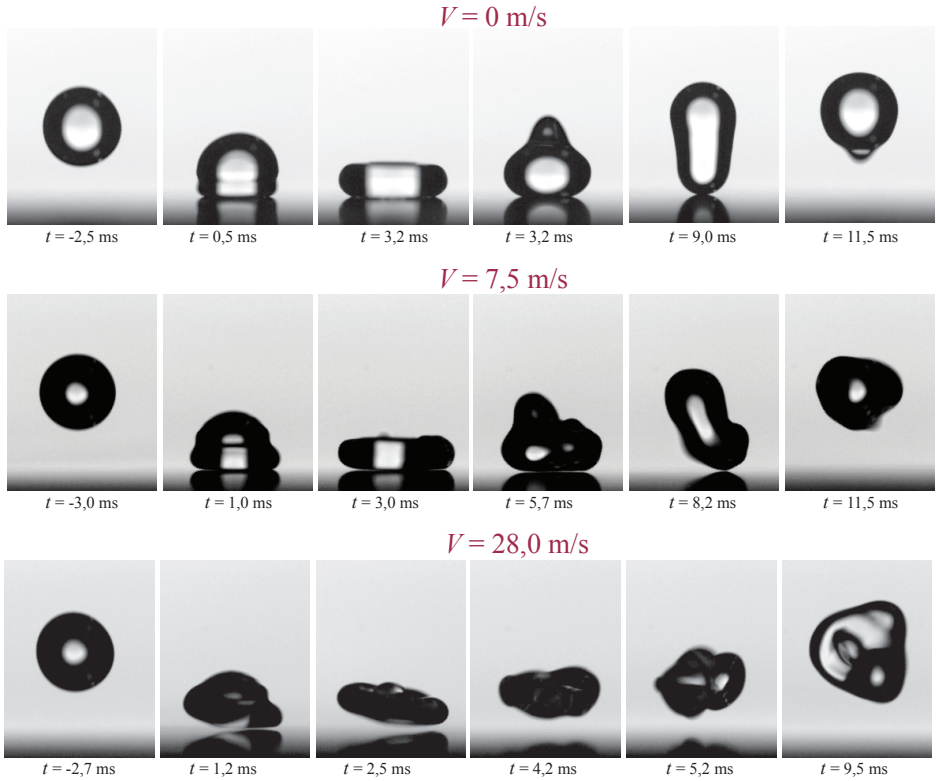


FIGURE 6.14 – Rebond de gouttes d'eau de rayon $R = 1$ mm sur une surface superhydrophobe en mouvement, pour trois vitesses de la surface $V = 0$ m/s, $V = 7{,}5$ m/s et $V = 28$ m/s. La vitesse d'impact U de l'eau est constante ($U = 0{,}37$ m/s)

Lorsque la surface est immobile ($V = 0$ m/s sur la fig. 6.14), on retrouve la dynamique habituelle de rebond sur une surface superhydrophobe décrite au paragraphe 4.1.1. Après une phase d'étalement (isotrope), les gouttes se rétractent et rebondissent verticalement, en prenant une forme plutôt allongée verticalement. Le temps de rebond vaut ici $\tau = \tau_0 = 10{,}0$ ms, une valeur en accord avec celle observée sur d'autres surfaces pour des gouttes de même taille (la formule $\tau_0 \simeq 2{,}6\sqrt{\frac{\rho R^3}{\gamma}}$ prévoit un temps de contact $\tau_0 \simeq 9{,}7$ ms). Dans le second cas (pour $V = 7{,}5$ m/s), la dynamique du rebond est différente de celle observée à vitesse nulle. On remarque d'abord que le mouvement de la surface perturbe la phase d'étalement, qui est maintenant anisotrope. En effet, l'eau s'étale plus dans le sens du mouvement du plateau, un phénomène que l'on distingue dès $t = 1{,}0$ ms. De plus, au cours de l'étalement (pour $t = 3{,}0$ ms), la partie amont de la goutte est partiellement décollée à l'endroit où la surface s'avance. La phase de rétraction est elle aussi asymétrique : le liquide s'éloigne de la surface principalement à l'amont (entre $t = 5{,}7$ et $t = 8{,}2$ ms), ce qui donne à l'eau une forme inclinée lorsqu'elle décolle. Le temps de contact, pris au moment où la goutte quitte la surface est ici égal à $\tau = 8{,}2$ ms, une valeur légèrement plus faible que la valeur $\tau_0 = 10{,}0$ ms mesurée sur la surface immobile.
On peut enfin noter qu'à cette vitesse ($V = 7{,}5$ m/s), assez rapide mais cependant éloignée de la vitesse critique V^* de rebond sur de l'air ($V^* \simeq 20$ m/s) la goutte entre en contact avec la surface lors de l'impact initial. Cependant, elle n'adhère pas aux textures. Elle ne se déplace quasiment pas horizontalement alors que le plateau avance d'un centimètre environ pendant le rebond : elle glisse donc sur le substrat. Lorsqu'on augmente encore la vitesse V du plateau, on atteint enfin un dernier régime de rebond, visible pour $V = 28{,}0$ m/s sur la figure 6.14. La dynamique de l'impact est alors très similaire à celle observée à grande vitesse sur une surface hydrophile en mouvement (Fig. 6.1). Le liquide n'entre jamais en contact avec la surface : il s'étale sur l'air, de façon asymétrique et a une forme aplatie lorsqu'il s'éloigne du substrat. Le temps de rebond τ est plus difficile à déterminer, étant donné qu'il n'y a pas de contact. Si l'on prend la première définition, où on se focalise sur le mouvement global de toute la goutte, τ est de l'ordre de 3 ms, une valeur nettement inférieure à τ_0.

Alors que la vitesse V de la surface superhydrophobe augmente, la dynamique de l'impact passe du cas habituel de rebond sur une surface superhydrophobe à un rebond dynamique sur une couche d'air en mouvement. On observe de nombreuses étapes "intermédiaires" entre ces deux extrêmes lorsque les gouttes touchent le substrat en mouvement : l'étalement et la rétraction sont de plus en plus anisotropes alors que V augmente. De plus, on remarque que le liquide se sépare de plus en plus facilement de la surface jusqu'à ne plus jamais la toucher, comme pour $V = 28$ m/s sur la figure 6.14. Parallèlement, le temps de contact diminue, pour être finalement divisé par un facteur 3 entre $\tau = 10$ ms pour $V = 0$ m/s et $\tau = 3$ ms pour $V = 28$ m/s.

6.2.2 Temps de contact

Pour mieux caractériser la transition entre rebond superhydrophobe et rebond sur de l'air, nous avons étudié la dépendance du temps de contact τ avec V. Nous avons donc mesuré $\tau(V)$ pour des

vitesses V allant de 0 à 38 m/s. Lorsque les gouttes n'entrent plus en contact avec le substrat, nous avons défini τ au le moment où toute la masse liquide s'éloigne de la surface. La figure 6.15 montre la courbe $\tau(V)$ ainsi obtenue pour l'eau, pour un rayon $R = 1$ mm. La ligne de tirets (- -) montre la valeur du temps de contact τ_0 sur la surface superhydrophobe immobile, alors que la seconde ligne (- .) donne le temps de rebond pour $V > V^*$ sur le même plateau non traité (et donc plutôt hydrophile).

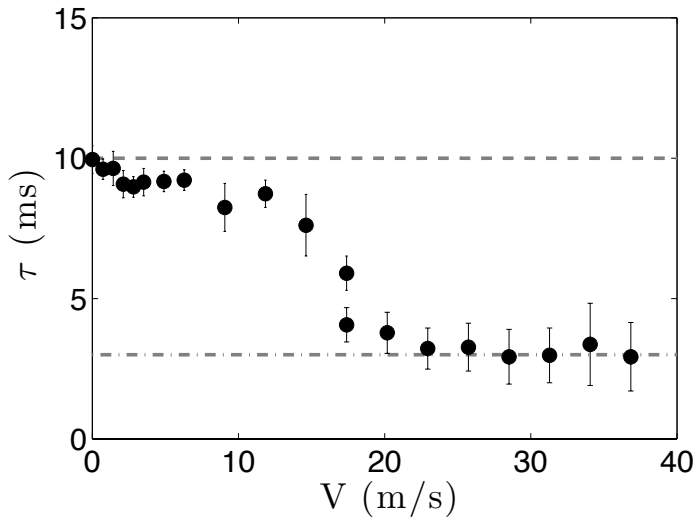


FIGURE 6.15 – Temps de rebond τ d'une goutte d'eau de rayon $R = 1{,}05$ mm de vitesse $U = 0{,}37$ m/s en fonction de la vitesse V de la surface superhydrophobe sur laquelle elle tombe. La ligne en tirets trace le temps de rebond $\tau_0 = 10$ ms sur la surface superhydrophobe immobile, et la ligne pointillés le temps de rebond dynamique $\tau = 3$ ms sur la surface en mouvement à grande vitesse V.

La figure 6.15 montre que τ décroit de façon assez continue entre $\tau_0 = 10$ ms (sur la surface superhydrophobe immobile) et $\tau = 3$ ms pour $V \simeq 40$ m/s. Aux plus petites vitesses ($V <$ 10 m/s), τ décroit légèrement avec V, même s'il garde des valeurs assez proches de τ_0. Autour de $V = 15$ m/s, τ décroit très soudainement et devient trois fois plus petit : il passe ainsi de 8,7 ms pour $V = 11{,}8$ m/s à 3,8 ms pour $V = 20{,}2$ m/s. Au delà de $V = 20$ m/s, il garde une valeur constante, indépendante de V. La valeur de τ dans ce plateau ($\tau \simeq 3 \pm 0{,}8$ ms) est similaire aux mesures du temps de rebond réalisées sur une surface hydrophile (pointillés gris). De plus, le seuil de vitesse pour lequel τ décroit soudainement est assez proche du seuil V^* de lévitation de l'eau (autour de 20 m/s) sur une surface non-traitée. On peut donc penser que le saut de τ pour $V \simeq 15$ m/s est associé à une transition entre rebond avec contact partiel et rebond sans contact. En faisant rebondir des gouttes sur une surface superhydrophobe en mouvement, on peut contrôler le temps de contact. Il suffit d'accélérer la surface pour observer une réduction de τ, qui peut donc atteindre un facteur 3.

6.2.3 Considérations énergétiques

Dans le cas du rebond en lévitation, le mouvement de la surface est capable de communiquer de l'énergie aux gouttes (principalement une impulsion horizontale), ce qui leur permet de rebondir plus vite qu'elles ne sont arrivées. Si les gouttes entrent en contact avec le substrat superhydrophobe, gagnent-elles aussi de l'énergie ? Pour répondre à cette question, nous avons analysé (de la même façon qu'au paragraphe 6.1.3) la trajectoire des gouttes après impact sur une surface superhydrophobe en mouvement et déduit leur vitesse après impact u. Comme l'eau peut rebondir pour des vitesses $V < V^*$, nous avons pu faire varier V entre 0 et 36 m/s. La vitesse d'impact U est maintenue constante. La figure 6.16.a présente les résultats de ces expériences. On y a représenté la vitesse u après impact en fonction de V. Dans chaque cas, on a distingué la vitesse horizontale u_x (ronds rouges) et la vitesse verticale u_z (ronds noirs). On a également représenté la vitesse d'impact U par un trait en pointillés gris ($U = 0{,}37$ m/s).

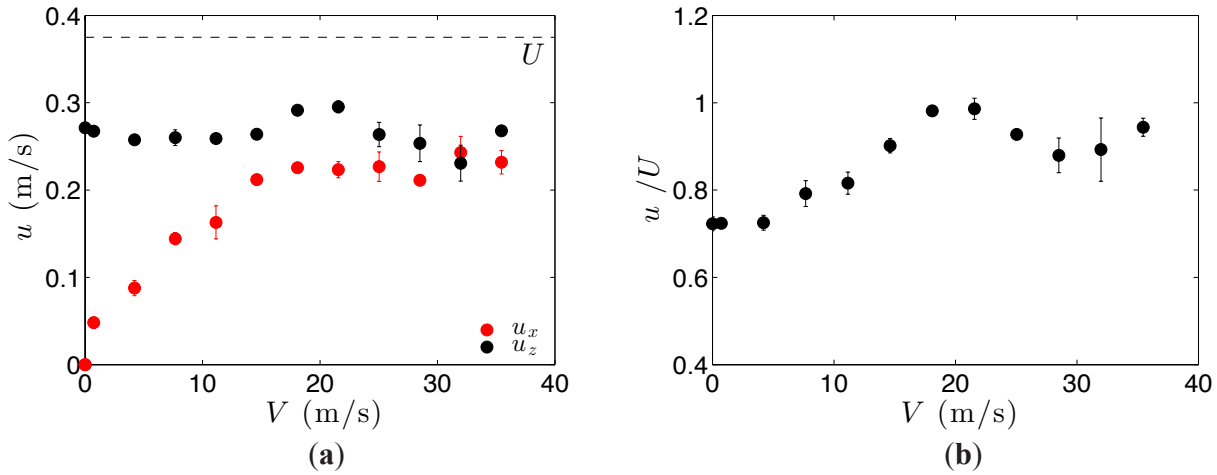


FIGURE 6.16 – **a**. Projections u_x et u_z selon l'horizontale et la verticale de la vitesse u d'une goutte d'eau de rayon $R = 1{,}05$ mm qui tombe sur une surface superhydrophobe en mouvement. u est tracé en fonction de la vitesse V de la surface. La ligne en pointillés montre la vitesse U ($U = 0{,}37$ m/s) d'impact de la goutte. **b**. Coefficient de restitution $e = u/U$ en fonction de la vitesse V de la surface superhydrophobe en mouvement. Le rayon R des gouttes et la vitesse d'impact U sont les mêmes que précédemment.

On remarque sur la figure 6.16.a que u_x augmente avec V : la surface communique donc d'autant plus de vitesse aux gouttes qu'elle se déplace rapidement. Cependant, la croissance de u_x avec V n'est pas linéaire : si elle est rapide au début, pour $V < 15$ m/s, elle semble atteindre une valeur de saturation pour $V > 20$ m/s : on a alors $u_x \simeq 0{,}22 \pm 0{,}02$ m/s. Comme nous l'avons vu, le seuil $V = 20$ m/s correspond au moment où les gouttes cessent de toucher la surface lors de leur rebond. Il semblerait donc que lorsque que les gouttes rebondissent sur la couche limite en mouvement, elles soient beaucoup moins sensibles à la vitesse V de la surface : une plus grande vitesse ne leur communique pas forcément plus d'énergie.

Si maintenant on se penche sur la courbe $u_z(V)$ (points noirs), on remarque que la vitesse verticale

des gouttes, elle, ne varie pas significativement avec V, même si on remarque de grandes variations pour $V > 20$ m/s. Celles-ci peuvent être liées à une dynamique de rebond plus complexe, ou plus simplement à des vibrations de la surface du plateau, qu'il est difficile d'empêcher à grande vitesse.

Pour finir la caractérisation du rebond dans cette situation hybride superhydrophobie/lévitation, on peut s'intéresser au coefficient de restitution e : nous avons vu en effet que e était toujours inférieur à 1 pour un rebond sur une surface superhydrophobe, mais qu'il pouvait dépasser largement cette valeur lorsque les gouttes rebondissent sur une surface en mouvement. Sur la figure 6.16.b, on a donc tracé le coefficient de restitution $e = u/U$ (avec $u = \sqrt{u_x^2 + u_z^2}$) en fonction de V. On remarque que pour $V = 0$, e est de l'ordre de 0,75, une valeur commune sur une surface superhydrophobe pour une vitesse d'impact de 40 cm/s (Fig. 4.12.b). Lorsqu'on augmente la vitesse V de la surface, e augmente jusqu'à atteindre une valeur proche de 1 pour $V = 20$ m/s. La surface communique donc de l'énergie aux gouttes, d'autant plus qu'elle se déplace rapidement. La tendance est beaucoup moins nette au-delà de $V = 20$ m/s, à cause de variations importantes du coefficient de restitution (qui peuvent être dues aux vibrations de la surface aux grandes vitesses). On observe cependant que pour $V > 20$ m/s, e reste supérieur à 0,85 : il est donc toujours significativement supérieur à la valeur obtenue sur la surface superhydrophobe immobile.

Conclusion

Les spécificités du rebond sur une surface en mouvement le rendent particulièrement intéressant. Tout d'abord, à grande vitesse, quasiment tous les liquides peuvent être repoussés : l'eau, l'éthanol (de plus faible tension de surface), mais également les huiles silicones, qui ont à la fois une faible tension de surface et dont la viscosité peut être élevée. Or, repousser à la fois tous ces liquides est en généralement très difficile. En effet, les surfaces superhydrophobes ne sont efficaces que pour des liquides, comme l'eau, qui ont une tension de surface élevée. On peut jouer sur la taille des textures, ou leur forme, pour tenter d'améliorer les propriétés du substrat vis à vis de liquides comme l'éthanol ou les huiles (parag. 5.1.1), mais généralement ces surfaces sont fragiles et difficiles à fabriquer. Si la surface conduit la chaleur, on peut on peut repousser indifféremment l'eau et l'éthanol en la chauffant à plusieurs centaines de degrés. Cependant, seuls les liquides volatils peuvent créer un petit coussin d'air sur lequel rebondir : la caléfaction ne permet donc pas d'être oléophobe.
Notre système, très simple, et qui ne nécessite pas de traitement physique ou chimique particulier, repousse indifféremment tous les liquides, et rend ainsi n'importe quelle surface *omniphobe*.

De plus, le temps de rebond extrêmement faible, associé à l'absence de contact permet de limiter les échanges thermiques entre les gouttes et la surface, ce qui lui confère des propriétés *anti-gel* sûrement

meilleures que les surfaces superhydrophobes classiques.

Enfin, le fait que les gouttes puissent gagner de l'énergie au cours du rebond leur permet de repartir plus vite qu'elle ne sont arrivées. Elles sont donc éjectées loin de la surface et ne peuvent pas entrer en contact avec le solide après de multiples rebonds comme sur des surfaces superhydrophobes.

Nous avons enfin vu qu'en combinant deux méthodes de répulsion, mouvement et superhydrophobie, l'eau rebondit soit sur les textures à basse vitesse, soit sur la couche limite d'air entrainée par la surface à grande vitesse. Comme le temps de contact τ_0 sur un substrat superhydrophobe est plus grand qu'en lévitation dynamique, on peut choisir le temps que passe la goutte au contact de la surface (et ainsi maitriser les échanges entre la goutte et la surface) en faisant varier V.

Conclusion

Dans cette thèse, nous nous sommes intéressés à des situations qui lient mouvement (de la surface ou des gouttes) et non-mouillage.

Dans un premier temps, nous avons montré qu'une surface quelconque pouvait repousser des gouttes d'eau, d'huile ou d'éthanol si elle est mise en mouvement (horizontal) à une vitesse V suffisamment élevée. Si à basse vitesse le liquide entre en contact avec le substrat ; au delà d'une vitesse seuil V^* il ne parvient pas à traverser la couche limite d'air générée par le mouvement et reste en lévitation. Pour comprendre ce phénomène surprenant d'*hydrophobie dynamique*, nous avons tout d'abord caractérisé le seuil de lévitation V^*. Lorsque les gouttes sont délicatement posées sur la surface, nous avons montré que V^* dépendait en particulier de la nature du liquide, avec 2 régimes très différents pour les viscosités $\eta > 100$ mPa.s et $\eta < 100$ mPa.s. Par contre, si les gouttes tombent sur la surface avec une vitesse d'impact U, la couche limite d'air doit être capable de résister non pas à leur poids, comme précédemment, mais à leur inertie. On montre que dans cette situation V^* augmente linéairement avec U : cette dépendance peut s'expliquer par une compétition entre l'inertie des gouttes et l'inertie de l'air dans la couche limite, qui les repousse. Nous avons ensuite étudié plus particulièrement l'état de lévitation dynamique en elle-même. Nous avons montré que le mécanisme à l'origine de la lévitation pourrait être un mécanisme de Landau-Levich-Bretherton "inversé" où un gaz (de l'air) est entrainé par la surface sous le liquide (les gouttes). Les mesures de l'épaisseur du film d'air h sous les gouttes semblent confirmer cette approche, car h augmente avec le nombre capillaire à la puissance 2/3, comme attendu dans les expériences de Landau-Levich. Nous avons ensuite caractérisé la force de friction responsable de l'entrainement des gouttes lévitantes. Nous avons montré qu'elle était en fait la somme de deux forces de même amplitude : une force visqueuse (en $V^{1/3}$) dans le film d'air sous-jacent, et une force inertielle (en $V^{3/2}$) autour du liquide. Cette force de friction est du même ordre de grandeur que le poids des gouttes : en jouant sur son amplitude, on peut donc contrôler en partie le mouvement du liquide, que l'on peut faire monter ou descendre le long d'un plan incliné. Enfin, nous avons montré que des objets solides peuvent également léviter au dessus d'une surface en mouvement, comme des petits palets.
Si le phénomène d'hydrophobie dynamique est maintenant assez bien caractérisé, la question fondamentale de l'origine et de la valeur de V^* pour les gouttes posées reste encore en suspens.

Dans un second temps, nous avons considéré quelques phénomènes dynamiques observés sur des sur-

faces traitées de façon à devenir non-mouillantes. Ainsi, nous avons vu que des gouttes visqueuses, délicatement posées sur une surface superhydrophobe en mouvement, ne sont pas directement entrainées à la vitesse de la surface. Au contraire, elles se mettent en rotation et sont accélérées jusqu'à atteindre la vitesse V de la surface. Alors qu'on augmente V, elles tournent sur elles-même à une vitesse telle que la force centrifuge atteint l'amplitude des forces capillaires. La compétition de ces deux forces antagonistes les déstabilise et leur donne une forme (stable) de cacahouète à deux lobes. La présence de la surface permet parfois de faire apparaitre l'instabilité suivante, à trois lobes, pour des vitesses légèrement plus élevées.

Nous avons également étudié l'impact de gouttes d'eau sur des surfaces superhydrophobes planes, ou macrotexturées par des objets d'une centaine de micromètre (des fils, ou des billes). Nous avons montré que les macrotextures modifiaient de façon spectaculaire la dynamique du rebond par rapport au cas classique sur une surface non-texturée. En particulier, le temps de contact τ des gouttes, indépendant de de la vitesse d'impact U sur une surface superhydrohobe plane (où $\tau_0 \sim \sqrt{\frac{\rho R^3}{\gamma}}$), décroit en plateaux successifs alors que U augmente. Si la macrotexture est constituée d'un seul fil, τ est ainsi divisé d'un facteur 1,5, puis 2 par rapport à τ_0. Nous expliquons ce phénomène par le nombre de sous-unités qui se créent au cours du rebond (4, 2 ou 1 selon la valeur de U), ce qui divise τ_0 d'un facteur $\sqrt{4}$, $\sqrt{2}$, ou $\sqrt{1}$. Avec des configurations plus complexes à 3, 4 ou 6 fils en étoile, nous pouvons choisir le nombre de sous-unités qui se créent, et donc la réduction du temps de contact associée. Nous montrons enfin que d'autres textures, cette fois isotropes (des petites billes), permettent également une réduction de τ d'un facteur 2, grâce à la géométrie très particulière, en anneau, que prennent des gouttes au moment de leur rebond.

Enfin, nous considérons dans le dernier chapitre des situations qui mêlent hydrophobie dynamique, impacts et superhydrophobie. Nous montrons que la dynamique de rebond de gouttes sur des surfaces en mouvement est très inhabituelle. La couche limite d'air semble repousser les gouttes et leur permet de décoller beaucoup plus rapidement que dans d'autres situations de non-mouillage. Enfin, lorsque la surface en mouvement est superhydrophobe, on assiste à une transition entre rebond classique (pour $V = 0$) à un rebond sur de l'air lorsque V est supérieur à la vitesse seuil de lévitation V^*.

Nous avons donc exploré dans cette thèse de nouvelles techniques qui permettent d'augmenter l'hydrophobie des surfaces. La lévitation dynamique par exemple permet de rendre omniphobe une surface hydrophile, car tous les liquides peuvent être repoussés indifféremment si celle-ci se déplace suffisamment vite. D'autre part, la texturation des surfaces superhydrophobes à l'échelle macroscopique montrent qu'on peut réduire (de façon contrôlée) le temps de contact, en choisissant la texture et de la vitesse d'impact des gouttes. La dynamique de l'impact sur de l'air, ou sur des textures superhydrophobes sont tous deux domaines de recherche récents, et il reste encore beaucoup de choses à découvrir sur les mécanismes qui permettent de réduire le temps de rebond, et d'augmenter ainsi l'hydrophobie de la surface.

Annexe A

Fil à couper les gouttes

Les expériences de coupure de gouttes ont été réalisées par Sean Symon au cours de son stage de Master 2 MFFA

Des expériences récentes ont montré que des lames superhydrophobes ont la propriété de couper des gouttes en deux. Yanashima & *al* [113] ont montré par exemple qu'en faisant descendre lentement une lame superhydrophobe au travers d'une goutte maintenue de chaque côté, on pouvait la diviser en deux, sans que d'autres gouttelettes satellite ne se forment. Mertaniemi & *al* [110] ont montré un phénomène similaire, mais dans un cas dynamique : dans leur expérience, le liquide,maintenu le long d'un rail superhydrophobe, est coupé en deux lorsqu'il est projeté sur une lame superhydrophobe placée au milieu de son chemin. Lorsque l'impact est centré, deux gouttes filles de même taille s'échappent de chaque côté de la lame.
Afin d'étudier plus précisément le mécanisme de la coupure, nous avons étudié l'impact de l'eau sur des "lames" dont on peut contrôler la courbure : des fils de nickel maintenus perpendiculairement à une surface, comme sur la figure A.1.

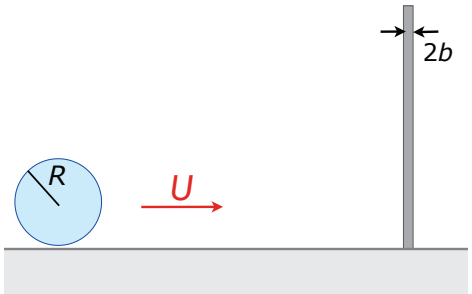


FIGURE A.1 – Schéma expérimental. Une goutte de rayon R (entre 1 et 1,8 mm) touche un fil de rayon $b < R$ maintenu perpendiculairement à la surface, à une vitesse U (entre 20 et 150 cm/s).

Le rayon des fils, noté b peut être varié entre 15 µm et 500 µm. La fibre, comme la surface d'aluminium sur laquelle roulent les gouttes, sont traités en spray par de l'Ultra Ever Dry, de façon à ce qu'ils deviennent superhydrophobes après séchage. On dépose des gouttes d'eau à quelques centimètres du

fil à l'aide d'aiguilles calibrées, ce qui permet de contrôler leur rayon R, varié entre 1 et 1,8 mm. En les posant plus ou moins haut sur un plan incliné, on peut contrôler leur vitesse U juste avant de toucher le fil. On filme les impacts du dessus, à typiquement 1000 images par seconde.
La figure A.2 montre quelques images caractéristiques de l'impact d'une goutte d'eau de rayon $R =$ 1,7 mm sur un fil de rayon $b = 15$ µm.

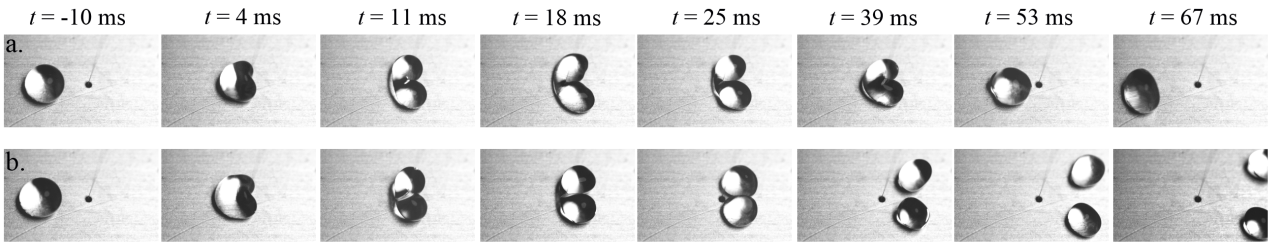


FIGURE A.2 – Vue du dessus de l'impact de gouttes de rayon $R = 1{,}7$ mm avec une fibre de rayon $b = 15$ µm. Les gouttes sont posées sur une surface d'aluminium traité pour être superhydrophobe. **a**. Pour une vitesse d'impact $U = 24$ cm/s, la goutte se déforme et rebondit, malgré le très fort rapport d'aspect $R/b = 110$ entre le liquide et le fil. **b**. A $U = 26$ cm/s, la goutte est coupée par le fil pendant l'impact.

En dessous d'une vitesse seuil U^* (environ 25 cm/s dans l'expérience de la figure 2), les gouttes se déforment beaucoup pendant l'impact et finissent par rebondir sans être coupées, y compris lorsque le fil est plus de 100 fois plus fin que les gouttes (dans l'exemple de la figure A.2, $R/b = 110$). Malgré de très fortes déformations, les chocs sont assez élastiques, avec un coefficient de restitution de l'ordre de 0,75. Par contre, lorsque $U > U^*$ (Fig. A.2.b), l'eau est coupée par la fibre. Sur la figure A.2.b, U est tout juste supérieur à U^*, et les deux gouttes-filles sont quasiment arrêtées après avoir traversé l'obstacle. Dans les deux expériences de la figure A.2, le temps de contact des gouttes sur le fil est de l'ordre de 50 ms, une durée supérieure à $2R/V \simeq 15$ ms car le liquide décélère très rapidement lorsqu'il entre en contact avec le fil.

Un phénomène différent est observé lorsque l'obstacle est hydrophobe. A basse vitesse, les gouttes ne rebondissent pas, mais sont capturées par la fibre (pour $U < U^*$). Les gouttes plus rapides peuvent également traverser l'obstacle sans être coupées lorsque le fil est très fin (par exemple pour $b = 15$ µm), ce qui n'arrive jamais dans le cas superhydrophobe.

Pour déterminer ce qui fixe la vitesse U^* de coupure, nous avons réalisé de nouvelles expériences en faisant varier la taille des gouttes et le rayon b des fils. Pour chaque couple de paramètres (R,b), nous avons déterminé la valeur de U^*. Les résultats obtenus sont présentés sur la figure A.3.
Sur la figure A.3.a, on remarque que le seuil de coupure U^* ne dépend pas de de b, varié ici d'un facteur 35. Quel que soit la valeur de b, le fil coupe les gouttes de la même façon, tant que l'on a $b \ll R$. Par contre, la valeur du seuil dépend de R (Fig. A.3.b) et il décroit quand la taille des gouttes augmente. La tension de surface γ résiste en effet aux déformations lors de l'impact, et et donc à la coupure. Les gouttes les plus grandes, proportionnellement plus souples, sont donc plus faciles à diviser.

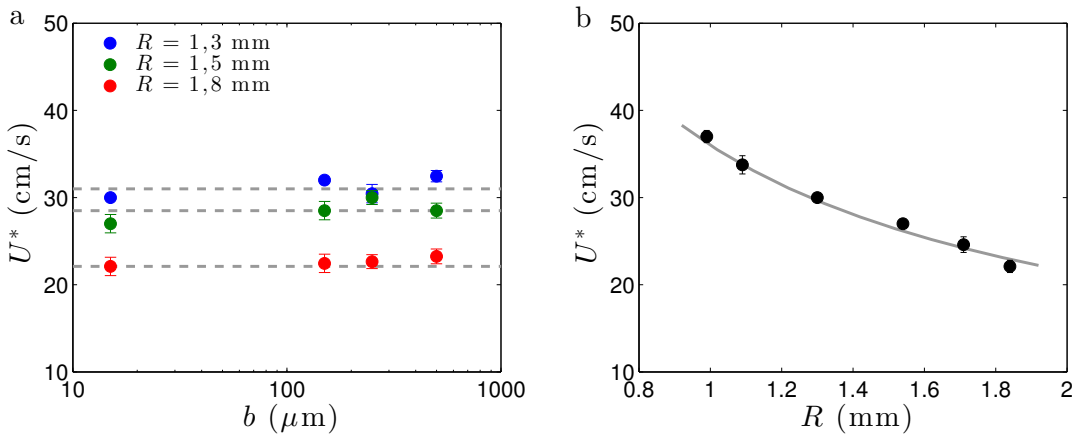


FIGURE A.3 – **a**. Vitesse seuil de coupure U^* en fonction du rayon b du fil, pour différentes tailles de gouttes. **b**. U^* en fonction du rayon R des gouttes, pour $b = 15$ µm. La ligne en gris montre l'ajustement des données par une courbe de la forme $U^* \sim R^\alpha$, avec $\alpha = -0{,}74$.

Les déformations qui ont lieu pendant l'impact sont complexes, mais elles doivent se faire sur une distance caractéristique de l'ordre de la taille des gouttes pour qu'elles puissent être coupées : on s'attend donc à ce que l'énergie associée à la division du liquide soit de l'ordre de γR^2. L'énergie cinétique permet de dépasser ce seuil critique, ce qui donne en loi d'échelle : $\rho R^3 (U^*)^2 \sim \gamma R^2$, d'où :

$$U^* \sim \sqrt{\frac{\gamma}{\rho R}}. \tag{A.1}$$

Pour des gouttes d'eau de taille millimétrique, la loi d'échelle prédit une vitesse seuil U^* de l'ordre de 30 cm/s, en très bon accord avec les observations de la figure A.3. De plus, cette formule prévoit une vitesse seuil U^* indépendant du rayon b du fil et qui décroit avec R.

Cependant, ce modèle ne s'ajuste pas parfaitement sur les données expérimentales. Sur la figure A.3, la ligne grise trace la courbe d'équation $U^* \sim R^\alpha$ avec $\alpha = -0{,}74$, une valeur inférieure à celle attendue de l'équation (A.1). Cependant, l'intervalle de rayons testés dans cet expérience est assez faible, ce qui rend difficile la vérification de la loi d'échelle. Il est malheureusement difficile de l'agrandir : les gouttes plus petites ont une taille proche de celle du fil, ce qui les rend très sensibles au centrage au moment de l'impact. Des gouttes plus larges que 1,8 mm sont aplaties par la gravité, ce qui change la géométrie de l'impact.

Bibliographie

[1] J.S. Rowlinson and B. Widom. Molecular theory of capillarity. the international series of monographs on chemistry, 1982.

[2] D.L. Hu, B. Chan, and J.W.M. Bush. The hydrodynamics of water strider locomotion. *Nature*, 424(6949) :663–666, 2003.

[3] X. Gao and L. Jiang. Biophysics : water-repellent legs of water striders. *Nature*, 432(7013) :36–36, 2004.

[4] D.L Lu and J.W.M. Bush. Meniscus climbing insects. *Nature*, 437(733-736), 2005.

[5] W. Barthlott and C. Neinhuis. Purity of the sacred lotus, or escape from contamination in biological surfaces. *Planta*, 202(1), 1997.

[6] A.B.D. Cassie and S. Baxter. Wettability of porous surfaces. *Transactions of the Faraday Society*, 40 :546–551, 1944.

[7] M. Reyssat and D. Quéré. Contact angle hysteresis generated by strong dilute defects. *Journal of Physical Chemistry B*, 113(12) :3906–3909, 2009.

[8] D. Öner and T. McCarthy. Ultrahydrophobic surfaces. effects of topography length scales on wettability. *Langmuir*, 16 :7777–7782, 2000.

[9] W. Choi, A.Tuteja, J.M. Mabry, R.E. Cohen, and G.H. McKinley. A modified cassie-baxter relationship to explain contact angle hysteresis and anisotropy on non-wetting textured surfaces. *Journal of Colloid and Interface Science*, 339 :208–216, 2009.

[10] D. Richard and D. Quéré. Viscous drops rolling on a tilted non-wettable solid. *EPL (Europhysics Letters)*, 48(3), 1999.

[11] L. Mahadevan and Y. Pomeau. Rolling droplets. *Physics of fluids*, 11 :2449, 1999.

[12] R. Blossey. Self-cleaning surfaces-virtual realities. *Nature materials*, 2(5) :301–306, 2003.

[13] N. Pike, D. Richard, W. Foster, and L. Mahadevan. How aphids lose their marbles. *Proceedings of the Royal Society of London B : Biological Sciences*, 269(1497) :1211–1215, 2002.

[14] D. Richard, C. Clanet, and D. Quéré. Surface phenomena : Contact time of a bouncing drop. *Nature*, 417(6891) :811–811, 2002.

[15] J.B. Boreyko and C.-H. Chen. Self-propelled dropwise condensate on superhydrophobic surfaces. *Physical review letters*, 103(18) :184501, 2009.

[16] H. Boerhaave. Elementa chemiae, 2 vols. *Leiden*, pages 440–62, 1732.

[17] J.G. Leidenfrost. *De aquae communis nonnullis qualitatibus tractatus*. Ovenius, 1756.

[18] A. Karl and A. Frohn. Experimental investigation of interaction processes between droplets and hot walls. *Physics of Fluids*, 12(4) :785–796, 2000.

[19] A.-L. Biance, F. Chevy, C. Clanet, G. Lagubeau, and D. Quéré. On the elasticity of an inertial liquid shock. *Journal of Fluid Mechanics*, 554(47-66), 2006.

[20] T. Tran, H.J.J. Staat, A. Prosperetti, C. Sun, and D. Lohse. Drop impact on superheated surfaces. *Physical Review Letters*, 108 :036101, 2012.

[21] M.A. Goldshtik, V.M. Khanin, and V.G. Ligai. A liquid drop on an air cushion as an analogue of leidenfrost boiling. *Journal of Fluid Mechanics*, 166 :1–20, 1986.

[22] H. Lhuissier, Y. Tagawa, Y. Tran, and C. Sun. Levitation of a drop over a moving surface. *Journal of Fluid Mechanics*, 733, 2013.

[23] M. Le Merrer, C. Clanet, D. Quéré, É. Raphaël, and F. Chevy. Wave drag on floating bodies. *Proceedings of the National Academy of Sciences*, 108(37) :15064–15068

[24] G.P. Neitzel and P. Dell'Aversana. Noncoalescence and nonwetting behavior of liquids. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 34(1) :267–289, 2002.

[25] Y. Amarouchene, G. Cristobal, and H. Kellay. Noncoalescing drops. *Physical Review Letters*, 87(20) :206104, 2001.

[26] P. Dell'Aversana, J.R. Banavar, and J. Koplik. Suppression of coalescence by shear and temperature gradients. *Physics of fluids*, 8(1) :15–28, 1996.

[27] M. Versluis, C. Blom, D. van der Meer, K. van der Weele, and D. Lohse. Leaping shampoo and the stable kaye effect. *Journal of Statistical Mechanics : Theory and Experiment*, 2006(07) :1742–5468, 2006.

[28] A. Kaye. A bouncing liquid stream. *Nature (London)*, 197 :1001, 1963.

[29] S. Lee, E.Q. Li, J.O. Marston, A. Bonito, and S.T. Thoroddsen. Leaping shampoo glides on a lubricating air layer. *Physical Review E*, 87(6), 2013.

[30] Y. Couder, E. Fort, C.-H. Gautier, and A. Boudaoud. From bouncing to floating : Noncoalescence of drops on a fluid bath. *Physical Review Letters*, 94 :177801, 2005.

[31] Y. Couder, S. Protiere, E. Fort, and A. Boudaoud. Dynamical phenomena : Walking and orbiting droplets. *Nature*, 437(7056) :208–208, 2005.

[32] J. Bush. Pilot-wave hydrodynamics. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 47 :269–292, 2015.

[33] K.R. Sreenivas, P.K. De, and J.H. Arakeri. Levitation of a drop over a film flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 380 :297–307, 1999.

[34] A. Duchesne, C. Savaro, L. Lebon, C. Pirat, and L. Limat. Multiple rotations of a drop rolling inside a horizontal circular hydraulic jump. *EPL (Europhysics Letters)*, 102(6) :64001, 2013.

[35] P. Brunet, J. Eggers, and R.D. Deegan. Motion of a drop driven by substrate vibrations. *The European Physical Journal-Special Topics*, 166(1) :11–14, 2009.

[36] T. Gilet and J.W.M. Bush. The fluid trampoline : droplets bouncing on a soap film. *Journal of Fluid Mechanics*, 625 :167–203, 2009.

[37] O.A. Povarov, O.I. Nazarov, L.A. Ignat'evskaya, and A.I. Nikol'skii. Interaction of drops with boundary layer on rotating surface. *Journal of Engineering Physics and Thermophysics*, 31(6) :1453–1456, 1976.

[38] H. Lastakowski. *Impacts de gouttes sur coussins d'air : surfaces super-hydrophobes, chaudes ou mobiles*. PhD thesis, Université Claude Bernard-Lyon 1, 2013.

[39] T. Von Kármán. Über laminare und turbulente reibung. *ZAMM Journal of Applied Mathematics and Mechanics/Zeitschrift für Angewandte Mathematik und Mechanik*, 1(4) :233–252, 1921.

[40] N. Gregory, J.T. Stuart, and W.S. Walker. On the stability of three-dimensional boundary layers with application to the flow due to a rotating disk. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences*, 248(943) :155–199, 1955.

[41] R.J. Lingwood. An experimental study of absolute instability of the rotating-disk boundary-layer flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 314 :373–405, 1996.

[42] M.E. Siddiqui, V. Mukund, J. Scott, and B. Pier. Experimental characterization of transition region in rotating-disk boundary layer. *Physics of Fluids*, 25 :034102, 2013.

[43] G. Vazquez, E. Alvarez, and J. M. Navaza. Surface tension of alcohol + water from 20 to 50 °c. *Journal of chemical and engineering data*, 40(3) :611–614, 1995.

[44] A.-L. Biance, C. Clanet, and D. Quéré. Leidenfrost drops. *Physics of Fluids (1994-present)*, 15(6) :1632–1637, 2003.

[45] J.C. Burton, A.L. Sharpe, R.C.A. van der Veen, A. Franco, and S.R. Nagel. Geometry of the vapor layer under a leidenfrost drop. *Physical Review Letters*, 109(7) :074301–, 2012.

[46] R.C.A. van der Veen, T. Tran, D. Lohse, and C. Sun. Direct measurements of air layer profiles under impacting droplets using high-speed color interferometry. *Physical Review E*, 85(2) :026315, 2012.

[47] L. Landau and V. Levich. Dragging of a liquid by a moving plate. *Acta Physiochimica USSR*, 17 :42–54, 1942.

[48] B. Derjaguin. Thickness of liquid layer adhering to walls of vessels on their emptying and the theory of photo- and motion-picture film coating. *Doklady of the Academy of Sciences of the USSR*, 39 :13–19, 1943.

[49] P.S. Laplace. Theory of capillary attraction. *Supplements to the 10th book of Celestial Mechanics*, 1807.

[50] F.P. Bretherton. The motion of long bubbles in tubes. *Journal of Fluid Mechanics*, 10(2) :166–188, 1961.

[51] É. Lorenceau, D. Quéré, and J. Eggers. Air entrainment by a viscous jet plunging into a bath. *Physical review letters*, 93(25) :254501, 2004.

[52] L.W. Schwartz, H.M. Princen, and A.D. Kiss. On the motion of bubbles in capillary tubes. *Journal of Fluid Mechanics*, 172 :259–275, 1986.

[53] B. Bhushan. *Tribology and mechanics of magnetic storage devices*. Springer, 1990.

[54] R.C. Benson. The slippery sheet. *Journal of Tribology*, 117(1) :47–52, 1995.

[55] M. Argentina, J.M. Skotheim, and L. Mahadevan. Settling and swimming of flexible fluid-lubricated foils. *Physical review letters*, 99(22) :224503, 2007.

[56] A. Hashmi, Y. Xu, B. Coder, P.A. Osborne, J. Spafford, G.E. Michael, G. Yu, and J. Xu. Leidenfrost levitation : beyond droplets. *Scientific reports*, 2, 2012.

[57] P. Raux. *Interfaces mobiles : friction en mouillage nul et dynamique de fronts*. PhD thesis, ESPCI, 2013.

[58] T. Podgorski, J.-M. Flesselles, and L. Limat. Corners, cusps, and pearls in running drops. *Physical review letters*, 87(3) :036102, 2001.

[59] N. Le Grand, A. Daerr, and L. Limat. Shape and motion of drops sliding down an inclined plane. *Journal of Fluid Mechanics*, 541 :293–315, 2005.

[60] J. Plateau. Mémoire sur les phénomènes que présente une masse liquide libre et soustraite à l'action de la pesanteur. *Académie Royale de Bruxelles*, XVI, 1843.

[61] S. Chandrasekhar. The stability of a rotating liquid drop. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences*, 286(1404) :1–26, 1965.

[62] H. Poincaré. *"Capillarité" Cours de Physique Mathématique*. Cours de la Faculté des Sciences de Paris, 1885.

[63] S. Cohen, F. Plasil, and W.J. Swiatecki. Equilibrium configurations of rotating charged or gravitating liquid masses with surface tension. ii. *Annals of Physics*, 82(2) :557–596, 1974.

[64] R.A. Brown and L.E. Scriven. The shape and stability of rotating liquid drops. *Proceedings of the Royal Society of London. A. Mathematical and Physical Sciences*, 371(1746) :331–357, 1980.

[65] T.G. Wang, A.V. Anilkumar, C.P. Lee, and K.C. Lin. Bifurcation of rotating liquid drops : results from usml-1 experiments in space. *Journal of Fluid Mechanics*, 276 :389–403, 1994.

[66] P. Aussillous and D. Quéré. Liquid marbles. *Nature*, 411(6840) :924–927, 2001.

[67] K. Ohsaka and E.H. Trinh. Three-lobed shape bifurcation of rotating liquid drops. *Physical Review Letters*, 84(8) :1700–1703, 2000.

[68] T.G. Wang, E.H. Trinh, A.P. Croonquist, and D.D. Elleman. Shapes of rotating free drops : Spacelab experimental results. *Physical review letters*, 56(5) :452, 1986.

[69] R.J.A. Hill and L. Eaves. Nonaxisymmetric shapes of a magnetically levitated and spinning water droplet. *Physical review letters*, 101(23) :234501, 2008.

[70] S.L. Butler, M.R. Stauffer, G. Sinha, A. Lilly, and R.J. Spiteri. The shape distribution of splash-form tektites predicted by numerical simulations of rotating fluid drops. *Journal of Fluid Mechanics*, 667 :358–368, 2011.

[71] M.R. Stauffer and S.L. Butler. The shapes of splash-form tektites : their geometrical analysis, classification and mechanics of formation. *Earth, Moon, and Planets*, 107(2-4) :169–196, 2010.

[72] L.T. Elkins Tanton, P. Aussillous, J. Bico, D. Quere, and J.W.M. Bush. A laboratory model of splash,Äêform tektites. *Meteoritics and Planetary Science*, 38(9) :1331–1340, 2003.

[73] S. Jung, M.K. Tiwari, N.V. Doan, and D. Poulikakos. Mechanism of supercooled droplet freezing on surfaces. *Nature communications*, 3 :615, 2012.

[74] L. Mishchenko, B. Hatton, V. Bahadur, J.A. Taylor, T. Krupenkin, and J. Aizenberg. Design of ice-free nanostructured surfaces based on repulsion of impacting water droplets. *ACS nano*, 4(12) :7699–7707, 2010.

[75] C. Clanet, C. Béguin, D. Richard, and D. Quéré. Maximal deformation of an impacting drop. *Journal of Fluid Mechanics*, 517 :199–208, 2004.

[76] S. Chandra and C.T. Avedisian. On the collision of a droplet with a solid surface. *Proceedings of the Royal Society of London A*, 432(1884) :13–41, 1991.

[77] P. Tsai, M.H.W. Hendrix, R.R.M. Dijkstra, L. Shui, and D. Lohse. Microscopic structure influencing macroscopic splash at high weber number. *Soft Matter*, 7(24) :11325–11333, 2011.

[78] E. Villermaux and B. Bossa. Drop fragmentation on impact. *Journal of Fluid Mechanics*, 668 :412–435, 2011.

[79] D. Bartolo, F. Bouamrirene, É. Verneuil, A. Buguin, P. Silberzan, and S. Moulinet. Bouncing or sticky droplets : Impalement transitions on superhydrophobic micropatterned surfaces. *EPL (Europhysics Letters)*, 74(2) :299, 2006.

[80] P. Tsai, S. Pacheco, C. Pirat, L. Lefferts, and D. Lohse. Drop impact upon micro-and nano-structured superhydrophobic surfaces. *Langmuir*, 25(20) :12293–12298, 2009.

[81] D.H. Kwon and S.J. Lee. Impact and wetting behaviors of impinging microdroplets on superhydrophobic textured surfaces. *Applied Physics Letters*, 100(17) :171601, 2012.

[82] M. Reyssat, D. Richard, C. Clanet, and D. Quéré. Dynamical superhydrophobicity. *Faraday discussions*, 146 :19–33, 2010.

[83] J.C. Bird, R. Dhiman, H.-M. Kwon, and K.K. Varanasi. Reducing the contact time of a bouncing drop. *Nature*, 503(7476) :385–388, 2013.

[84] Y. Liu, L. Moevius, X. Xu, T. Qian, J.M. Yeomans, and Z. Wang. Pancake bouncing on superhydrophobic surfaces. *Nature Physics*, pages 1745–2473, 2014.

[85] D. Bartolo, C. Josserand, and D. Bonn. Retraction dynamics of aqueous drops upon impact on non-wetting surfaces. *Journal of Fluid Mechanics*, 545 :329–338, 2005.

[86] X. Li, X. Ma, and Z. Lan. Dynamic behavior of the water droplet impact on a textured hydrophobic/superhydrophobic surface : The effect of the remaining liquid film arising on the pillars' tops on the contact time. *Langmuir*, 26(7) :4831–4838, 2010.

[87] G. Taylor. The dynamics of thin sheets of fluid. iii. disintegration of fluid sheets. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences*, 253(1274) :313–321, 1959.

[88] F.E.C. Culick. Comments on a ruptured soap film. *Journal of applied physics*, 31(6) :1128–1129, 1960.

[89] T. Tran, H.J.J. Staat, A. Susarrey-Arce, T.C. Foertsch, A. van Houselt, H.J.G.E. Gardeniers, A. Prosperetti, D. Lohse, and C. Sun. Droplet impact on superheated micro-structured surfaces. *Soft Matter*, 9(12) :3272–3282, 2013.

[90] H. Nair, H.J.J. Staat, T. Tran, A. van Houselt, A. Prosperetti, D. Lohse, and C. Sun. The leidenfrost temperature increase for impacting droplets on carbon-nanofiber surfaces. *Soft matter*, 10(13) :2102–2109, 2014.

[91] R. Cross. The bounce of a ball. *American Journal of Physics*, 67(3) :222–227, 1999.

[92] E. Falcon, C. Laroche, S. Fauve, and C. Coste. Behavior of one inelastic ball bouncing repeatedly off the ground. *The European Physical Journal B-Condensed Matter and Complex Systems*, 3(1) :45–57, 1998.

[93] K. Okumura, F. Chevy, D. Richard, D. Quéré, and C. Clanet. Water spring : A model for bouncing drops. *EPL (Europhysics Letters)*, 62(2) :237, 2003.

[94] A. Tuteja, W. Choi, J. M Mabry, G.H. McKinley, and R.E. Cohen. Robust omniphobic surfaces. *Proceedings of the National Academy of Sciences*, 105(47) :18200–18205, 2008.

[95] S. Srinivasan, S.S. Chhatre, J.M. Mabry, R.E. Cohen, and G.H. McKinley. Solution spraying of poly (methyl methacrylate) blends to fabricate microtextured, superoleophobic surfaces. *Polymer*, 52(14) :3209–3218, 2011.

[96] K.A. Wier and T.J. McCarthy. Condensation on ultrahydrophobic surfaces and its effect on droplet mobility : ultrahydrophobic surfaces are not always water repellant. *Langmuir*, 22(6) :2433–2436, 2006.

[97] K.K. Varanasi, M. Hsu, N. Bhate, W. Yang, and T. Deng. Spatial control in the heterogeneous nucleation of water. *Applied Physics Letters*, 95(9) :094101, 2009.

[98] K.K. Varanasi, T. Deng, J.D. Smith, M. Hsu, and N. Bhate. Frost formation and ice adhesion on superhydrophobic surfaces. *Applied Physics Letters*, 97(23) :234102, 2010.

[99] K.M. Wisdom, J.A. Watson, X. Qu, F. Liu, G.S. Watson, and C.-H. Chen. Self-cleaning of superhydrophobic surfaces by self-propelled jumping condensate. *Proceedings of the National Academy of Sciences*, 110(20) :7992–7997, 2013.

[100] S.A. Kulinich, S. Farhadi, K. Nose, and X.W. Du. Superhydrophobic surfaces : are they really ice-repellent ? *Langmuir*, 27(1) :25–29, 2010.

[101] J. Chen, J. Liu, M. He, K. Li, D. Cui, Q. Zhang, X. Zeng, Y. Zhang, J. Wang, and Y. Song. Superhydrophobic surfaces cannot reduce ice adhesion. *Applied Physics Letters*, 101(11) :111603, 2012.

[102] Q. Xu, J. Li, J. Tian, J. Zhu, and X. Gao. Energy-effective frost-free coatings based on superhydrophobic aligned nanocones. *ACS applied materials and interfaces*, 6(12) :8976–8980, 2014.

[103] X. Gao, X. Yan, X. Yao, L. Xu, K. Zhang, J. Zhang, B. Yang, and L. Jiang. The dry-style antifogging properties of mosquito compound eyes and artificial analogues prepared by soft lithography. *Advanced Materials*, 19(17) :2213, 2007.

[104] Y.T. Cheng, D.E. Rodak, C.A. Wong, and C.A. Hayden. Effects of micro-and nano-structures on the self-cleaning behaviour of lotus leaves. *Nanotechnology*, 17(5) :1359, 2006.

[105] L. Gao and T.J. McCarthy. The "lotus effect" explained : two reasons why two length scales of topography are important. *Langmuir*, 22(7) :2966–2967, 2006.

[106] C. Dorrer and J. Rühe. Micro to nano : surface size scale and superhydrophobicity. *Beilstein Journal of Nanotechnology*, 2 :327–332, 2011.

[107] G. Dupeux, M. Le Merrer, C. Clanet, and D. Quéré. Trapping leidenfrost drops with crenelations. *Physical review letters*, 107(11) :114503, 2011.

[108] H. Linke, B.J. Alemán, L.D. Melling, M.J. Taormina, M.J. Francis, C.C. Dow-Hygelund, V. Narayanan, R.P. Taylor, and A. Stout. Self-propelled leidenfrost droplets. *Physical review letters*, 96(15), 2006.

[109] G. Lagubeau, M. Le Merrer, C. Clanet, and D. Quéré. Leidenfrost on a ratchet. *Nature Physics*, 7(5) :395–398, 2011.

[110] H. Mertaniemi, V. Jokinen, L. Sainiemi, S. Franssila, A. Marmur, O. Ikkala, and R.H.A. Ras. Superhydrophobic tracks for low,Äêfriction, guided transport of water droplets. *Advanced Materials*, 23(26) :2911–2914, 2011.

[111] E. Reyssat, F. Chevy, A.-L. Biance, L. Petitjean, and D. Quéré. Shape and instability of free-falling liquid globules. *EPL (Europhysics Letters)*, 80(3) :34005, 2007.

[112] D. Soto, A. De Larivière, X. Boutillon, C. Clanet, and D. Quéré. The force of impacting rain. *Soft matter*, 10(27) :4929–4934, 2014.

[113] R. Yanashima, A.A. García, J. Aldridge, N. Weiss, M.A. Hayes, and J.H. Andrews. Cutting a drop of water pinned by wire loops using a superhydrophobic surface and knife. *PloS one*, 7(9), 2012.

Résumé

Nous considérons dans cette thèse des situations qui lient mouvement et non-mouillage.
L'*hydrophobie dynamique* est une propriété étonnante engendrée par le simple mouvement d'une surface, ici un plateau d'aluminium en rotation. Dès lors que le solide atteint une vitesse suffisante, les gouttes qui s'en approchent sont repoussées par la couche limite d'air qui couvre le solide, ainsi protégé du mouillage. Les gouttes délicatement posées restent en lévitation à quelques dizaines de micromètres de hauteur, alors que celles qui tombent sur le substrat rebondissent, et beaucoup plus rapidement que dans d'autres situations de non-mouillage. Si la vitesse du plateau est assez élevée, tous les liquides peuvent être chassés, conférant au substrat des propriétés omniphobes.
Nous explorons également les *dynamiques hydrophobes* de gouttes au contact de surfaces rendues non mouillantes grâce à une texturation. Nous montrons que des gouttes visqueuses entrainées par une surface superhydrophobe en mouvement sont mises en rotation ce qui les amène à prendre des formes à deux, et parfois même à trois lobes lorsque la vitesse du substrat augmente. Nous nous sommes aussi intéressés aux caractéristiques du rebond sur des surfaces hydrophobes macrotexturées par un fil ou par une bille dix fois plus petits que les gouttes qui les approchent. L'étalement et la rétraction du liquide en présence des textures suivent des dynamiques inhabituelles : selon la macrotexture (fil ou bille), les gouttes peuvent prendre soit une forme à 1, 2 ou 4 sous-unités, soit une forme de tore lorsqu'elles quittent la surface. Cela joue sur le temps de contact, qui diminue par paliers, pour tomber à des valeurs deux fois inférieures à ce que l'on observe sans macrotexture, ce qui donne à ces surfaces de potentielles propriétés anti-givre.

Mots clés : gouttes, mouvement, lévitation, rebond, superhydrophobie, macrotextures.

Abstract

This work focuses on situations in which movement and liquid repellency are combined. First, we study *dynamic hydrophobicity*, a phenomenon created by the horizontal movement of a flat surface, here a rotating plate of bare aluminum. When the surface reaches a critical velocity, approaching droplets cannot penetrate the boundary layer of air that covers the surface, thus protected from wetting. Droplets that are gently deposited on the substrate levitate a few micrometers above the surface, while falling droplets can bounce off, much faster than in other non-wetting situations. If the plate moves fast enough, all liquids can be repelled, creating an omniphobic surface.
In a second part, we investigate the dynamics of drops in contact with surfaces textured at a microscopic scale, which makes them water-repellent. We show that viscous drops deposited on a moving superhydrophobic surface are not immediately carried away, but accelerate and start to spin very rapidly. As the substrate velocity increases, the spinning makes the drops loose their spherical shape and turn into bilobes, and sometimes trilobes. We also study the impact of water droplets on superhydrophobic surfaces macrotextured by a straight wire or a marble of same repellency, with a typical size of 100 µm. The bouncing dynamics are dramatically modified in presence of the macrotexture : on a wire drops take-off as 1, 2 or 4 independent sub-units while in presence of a marble they exhibit surprising doughnut shapes. This affects the contact time, which takes discrete values with increasing impact velocity. At high velocity it is divided by a factor of 2 compared to a non-textured surface, which enhances anti-icing properties.

Key words : drops, movement, levitation, bouncing, superhydrophobic surface, macrotextures.