



**HAL**  
open science

# Effets du mouillage en hydrodynamique macroscopique : traînée, impacts et ruissellement

Cyril Duez

► **To cite this version:**

Cyril Duez. Effets du mouillage en hydrodynamique macroscopique : traînée, impacts et ruissellement. Dynamique des Fluides [physics.flu-dyn]. Université Claude Bernard - Lyon I, 2008. Français. NNT : . tel-00396584

**HAL Id: tel-00396584**

**<https://theses.hal.science/tel-00396584>**

Submitted on 18 Jun 2009

**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.

UNIVERSITÉ CLAUDE BERNARD LYON I  
Laboratoire de Physique de la Matière Condensée et Nanostructures

## THÈSE

*pour l'obtention du*

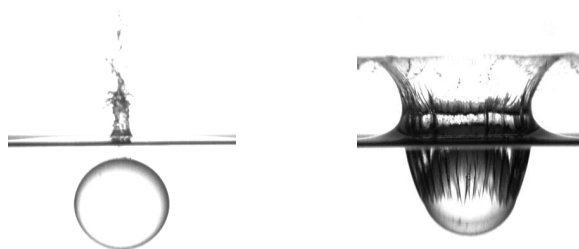
**Diplôme de Doctorat**  
**Spécialité : Physique**

*(arrêté du 7 août 2006)*

---

### Effets du mouillage en hydrodynamique macroscopique : traînée, impacts et ruissellement

---



*présentée et soutenue publiquement le 18 novembre 2008 par*

**Cyril DUEZ**

*devant le jury formé de :*

M. Lydéric BOCQUET  
M. Tomas BOHR  
M. Christophe CLANET  
M. Gérard DELHOMMEAU  
M. Marc FERMIGIER  
M. Jean-Paul GRELLIER  
M. Ignacio PAGONABARRAGA MORA  
M. Christophe YBERT

*Directeur de thèse*  
*Président du jury*

*Rapporteur*

*Rapporteur*  
*Co-encadrant*



# *Remerciements*

Ce travail de thèse a été réalisé grâce à un environnement scientifique et humain particulièrement agréable. Aussi, il me semble naturel d'associer à ce travail les différents protagonistes, collaborateurs et proches, grâce à qui j'ai passé un peu plus de trois années formidables !

Je tiens à remercier en premier lieu Lydéric et Christophe, qui ont encadré mon travail depuis mon arrivée comme stagiaire au laboratoire et jusqu'à la fin de ma thèse, me permettant de le mener à bien. Je leur dois énormément sur le plan scientifique, et j'ai vraiment apprécié le suivi assidu et particulièrement humain qu'ils ont assuré à mon travail, tout en me confiant au quotidien la liberté nécessaire à tout bon travail de recherche ! Je leur suis extrêmement reconnaissant de m'avoir exprimé tout au long de la thèse leur grand enthousiasme, même lorsque les expériences ne donnaient rien, me permettant ainsi de rebondir sur ces échecs passagers. Je les remercie également pour les bonnes relations que nous avons entretenues pendant ces trois ans, tant au laboratoire qu'à l'extérieur, dans un contexte musical, sportif ou gastronomique, mais toujours sympathique.

Un grand merci également à Christophe (Clanet), avec qui j'ai eu beaucoup de plaisir à interagir. Le petit nombre de jours que nous avons passés à travailler ensemble à Lyon ou à Marseille est bien loin de refléter la quantité de résultats et de perspectives expérimentales toutes aussi intéressantes les unes que les autres qui en sont sorties grâce à lui !

J'ai trouvé dans l'équipe des Liquides aux Interfaces du LPMCN une ambiance de travail particulièrement conviviale. Je remercie pour cela Lydéric, qui a la responsabilité de l'équipe, mais aussi tous ses membres, et en particulier Élisabeth, Cécile, Catherine, Jean, Marie-Charlotte, Pierre (Joseph) et Pierre (Jop), avec qui j'ai eu de nombreuses interactions. Je n'oublie pas bien sûr les biophysiciens, no-

tamment Jean-Paul, Hélène et Charlotte.

Qui dit thèse expérimentale dit dispositifs expérimentaux... Je remercie Hervé et Michel, sans qui ce travail n'aurait pas été possible, et qui m'ont permis de jouer avec des dispositifs de qualité. Merci aussi de ne pas trop vous être moqués de mes bricolages « à la Mac Gyver »...

Pour leur participation à un environnement de travail agréable, merci à Ruben et Jacques, les informaticiens, et à Christelle et Geneviève, secrétaires du laboratoire.

Un grand merci aussi à Christian, Laure, Abbas, puis Agnès, avec qui j'ai partagé mon bureau, mais aussi pauses-café, goûters, et grandes discussions de fin de journée au cours desquelles le monde se refait...

Je tiens à remercier également les stagiaires avec qui j'ai eu le plaisir de travailler, et qui ont contribué à l'avancée de mes travaux : Paul, Mélissa, Laure et David.

Merci à tous les étudiants auprès de qui j'ai eu le plaisir d'enseigner, et aux enseignants des équipes pédagogiques dans lesquelles je me suis inséré. Ils m'ont forcé sans le savoir à prendre des moments de recul par rapport à mon travail de recherche, de « sortir la tête du guidon », ce qui bien souvent m'a permis de repartir de plus belle à mon retour au laboratoire.

Je remercie vivement mes proches, famille et amis, qui m'ont toujours soutenu au cours de la thèse, bien que se demandant parfois si c'était bien vrai que je passais mes journées à jeter des cailloux dans l'eau...

Mon dernier remerciement, et non le moindre, s'adresse à Estelle, dont la confiance et le soutien quotidien m'ont encore plus que tout le reste permis de garder ma motivation à chaque instant... Un grand MERCI à toi!

# Table des matières

<i>Introduction et cadre général de la thèse</i> . . . . .	9
<i>1. Mouillage et dynamique des liquides aux interfaces</i> . . . . .	11
1.1 Mouillage statique et dynamique . . . . .	11
1.1.1 Quelques notions élémentaires du mouillage statique . . . . .	11
1.1.2 Surfaces superhydrophobes texturées : effet de texture et état fakir . . . . .	13
1.1.3 Mouillage dynamique et modèle de De Gennes . . . . .	18
1.1.4 Mouillage statique réel : hystérésis . . . . .	23
1.2 Dynamique des liquides aux interfaces . . . . .	23
<i>2. Forces de traînée sur des surfaces « fakir »</i> . . . . .	29
2.1 Force de traînée sur une sphère . . . . .	29
2.1.1 Rappel : Coefficient de traînée d'une sphère solide . . . . .	30
2.1.2 Dispositif expérimental . . . . .	30
2.1.3 Résultats . . . . .	33
2.2 Décomposition de la traînée totale . . . . .	35
2.3 Traînée de frottement et surfaces fakir . . . . .	40
2.3.1 Dispositif expérimental . . . . .	40
2.3.2 Résultats expérimentaux . . . . .	43
2.3.3 Discussion des résultats expérimentaux . . . . .	49
2.4 Perspectives . . . . .	54
2.4.1 Friction en turbulence développée . . . . .	54
2.4.2 Traînée de vagues et surfaces superhydrophobes . . . . .	55
2.5 Conclusion . . . . .	60
<i>3. Entraînement de cavité par une sphère sur une interface liquide-gaz</i> . . . . .	63
3.1 État de l'art et observations préliminaires . . . . .	64

3.1.1	Une histoire ancienne . . . . .	64
3.1.2	Un effet de mouillabilité inattendu . . . . .	64
3.2	Mesures du seuil de création de cavité . . . . .	66
3.2.1	Description de l'expérience d'impacts . . . . .	66
3.2.2	Résultats expérimentaux . . . . .	67
3.2.3	Synthèse des résultats expérimentaux . . . . .	75
3.3	Analyse théorique . . . . .	76
3.3.1	Un argument de compressibilité ? . . . . .	77
3.3.2	Une situation de mouillage forcé . . . . .	80
3.4	Conclusion des expériences d'impact . . . . .	93
4.	<i>Écoulements de ruissellement</i> . . . . .	95
4.1	Motivations et aperçu qualitatif du phénomène étudié . . . . .	95
4.2	Dispositif expérimental . . . . .	99
4.2.1	Impacteurs . . . . .	99
4.2.2	Jet liquide . . . . .	102
4.2.3	Déroulement de l'expérience - Acquisition . . . . .	104
4.2.4	Traitement des données . . . . .	105
4.2.5	Validité des mesures effectuées . . . . .	109
4.3	Présentation des résultats . . . . .	109
4.3.1	Seuil de ruissellement . . . . .	110
4.3.2	Angle d'éjection . . . . .	112
4.3.3	Bilan des expériences . . . . .	115
4.4	Analyse théorique : un effet hydro-capillaire . . . . .	115
4.4.1	Épaisseur et vitesse du film . . . . .	117
4.4.2	Position du ménisque . . . . .	118
4.4.3	Pression et force d'adhésion hydro-capillaires . . . . .	120
4.4.4	Bilan de quantité de mouvement sur le film liquide . . . . .	122
4.4.5	Déflexion aux grands nombres de Weber . . . . .	124
4.4.6	Résolution dans le cas général . . . . .	125
4.5	Conclusion des expériences de ruissellement . . . . .	129
	<i>Conclusion et perspectives</i> . . . . .	131
A.	<i>Surfaces et méthodes de caractérisation</i> . . . . .	135
A.1	Mesure des angles de contact statiques : méthode de la goutte posée . . . . .	135
A.2	Accès à une large gamme de mouillabilités . . . . .	135
A.2.1	Surfaces natives . . . . .	137
A.2.2	Obtention de surfaces très hydrophiles . . . . .	137
A.2.3	Greffage de chaînes hydrophobes . . . . .	138
A.2.4	Traitements superhydrophobes . . . . .	138

---

<i>B. Traînée de frottement sur une sphère</i> . . . . .	143
<i>C. Expériences de ruissellement</i> : . . . . .	147
C.1 Jet liquide de 4,0 mm de diamètre : évolutions de l'angle d'éjection $\psi_0(U_0)$ . . . . .	148
C.1.1 Liquide = eau ; $\eta_L = 1,0$ mPa.s . . . . .	148
C.1.2 Liquide = mélange eau-glycérol ; $\eta_L = 2,0$ mPa.s . . . . .	149
C.2 Jet de 2,0 mm de diamètre . . . . .	150
C.2.1 Influence du diamètre du jet . . . . .	150
C.2.2 Seuil de ruissellement . . . . .	150
C.2.3 Angle d'éjection du film liquide . . . . .	152
<i>D. Article : Making a splash with water repellency</i> . . . . .	155
<i>E. Article : Dynamics of transient cavities</i> . . . . .	161
<i>F. Article : Dynamics of fakir liquids : from slip to splash</i> . . . . .	181
<i>Bibliographie</i> . . . . .	199





# Introduction et cadre général de la thèse

Cette thèse s'intéresse à l'influence potentielle des effets de surface sur les écoulements hydrodynamiques à grande échelle. Derrière cette affirmation sybilline, se cache en réalité un véritable pari, voire un défi. En effet, une analyse dimensionnelle des contributions qui interviennent dans un écoulement laisse peu d'espoir à la pertinence de tels effets. On peut ainsi calculer le nombre de Weber  $We$ , qui estime l'importance relative des effets inertiels et des effets capillaires dans un écoulement, ainsi que le nombre de Reynolds  $Re$ , qui lui compare les contributions typiques des effets inertiels et des effets visqueux :

$$We = \frac{\rho U^2 L}{\gamma}, \quad (0.1)$$

et

$$Re = \frac{\rho U L}{\eta_L}, \quad (0.2)$$

où  $U$  et  $L$  sont la vitesse et la taille typique de l'écoulement considéré, et  $\rho$ ,  $\eta_L$  et  $\gamma$  sont respectivement la masse volumique, la viscosité et la tension de surface du liquide. Les écoulements macroscopiques sont par définition associés à des vitesses d'écoulement et des tailles typiques importantes, de sorte que ces deux nombres sans dimension,  $We$  et  $Re$ , sont grands devant l'unité :  $We \gg 1$ ,  $Re \gg 1$ . Autrement dit, les contraintes inertielles au sein des écoulements sont bien supérieures aux contraintes prenant leur origine aux surfaces (capillarité, mouillabilité) ainsi qu'aux contraintes visqueuses. Aussi, on ne s'attend pas à ce que les effets de surface jouent un rôle en hydrodynamique macroscopique.

Comment, et pourquoi alors, peut-on espérer mettre en évidence des effets de surface dans les écoulements de grande échelle ?

Une première partie de la réponse réside dans le développement récent des sur-

faces dites « superhydrophobes », qui présentent des propriétés de mouillage exceptionnelles. Ainsi, on peut espérer que le caractère hydrophobe extrême de ces surfaces — bien au-delà des limites que l'on pouvait atteindre auparavant —, peut permettre d'explorer des phénomènes de couplage entre hydrodynamique et capillarité inaccessibles jusqu'à présent.

Un second élément de réponse, moins direct, est que les géométries d'écoulement faisant intervenir des lignes de contact triples solide-liquide-gaz peuvent, comme on le verra, « aider » à coupler les effets de surface et les écoulements.

Dans cette thèse, nous avons exploré différents phénomènes mettant en évidence de tels couplages. Ainsi, trois types de situations ont été considérés et sont décrits dans ce manuscrit. Dans un premier temps, nous avons mis en œuvre des écoulements à haut nombre de Reynolds autour d'objets superhydrophobes, dans le but de caractériser l'influence sur l'écoulement des propriétés de mouillages exceptionnelles de ces revêtements particuliers. Dans un deuxième temps, une configuration d'impact de sphères solides dans un liquide à grand  $Re$  et grand  $We$  a été étudiée, faisant intervenir des sphères de différentes mouillabilités depuis les surfaces hydrophiles jusqu'aux surfaces superhydrophobes. Enfin, nous nous sommes intéressés à la transition de ruissellement d'un liquide autour d'objets de mouillabilités différentes, phénomène que l'on peut associer à l'« effet théière ».

Si la première de ces configurations n'a pas permis de montrer d'effets spectaculaires, nous verrons que des effets considérables des propriétés de mouillage des surfaces ont été mis en évidence dans les deux dernières. Nous montrons ainsi que contrairement à ce que prédit l'analyse naïve des nombres de Reynolds et de Weber, les propriétés de surface peuvent avoir une influence majeure sur l'hydrodynamique à grande échelle.

Avant d'exposer successivement les études réalisées pour chacune de ces trois configurations distinctes, nous rappellerons dans un premier chapitre quelques notions de base concernant le phénomène de mouillage dans ses aspects statiques et dynamiques, et nous présenterons une brève approche de la dynamique des liquides aux interfaces.

# Chapitre 1

## Mouillage et dynamique des liquides aux interfaces

*Dans ce chapitre, nous rappelons quelques notions élémentaires du mouillage dans ses aspects statiques et dynamiques, notions qui seront utiles pour le développement des chapitres suivants. En particulier, nous présentons le cas des solides superhydrophobes, qui présentent des propriétés de mouillage remarquables. Cette présentation aboutit, à la fin du chapitre, sur quelques considérations sur la dynamique des liquides aux interfaces.*

### 1.1 Mouillage statique et dynamique

Les phénomènes de mouillage interviennent lorsque trois phases non miscibles sont en présence : deux phases fluides autour d'un substrat solide, ou trois phases fluides distinctes. On s'intéresse ici au cas d'un substrat solide en présence de deux phases fluides, une gazeuse et une liquide.

#### 1.1.1 Quelques notions élémentaires du mouillage statique

Lorsqu'une goutte de liquide est déposée sur un substrat solide idéalement lisse et homogène, deux situations peuvent se produire :

- le liquide s'étale complètement sur la surface solide et forme une couche qui sépare les phases gazeuse et solide ; on parle alors de *mouillage total* ;
- la goutte ne s'étale pas et forme à l'équilibre une calotte sphérique\*, laquelle se raccorde au substrat avec un angle  $\theta_0$ , l'*angle de contact statique* ; cette situation est appelée *mouillage partiel*. Lors du mouillage partiel, on appelle *ligne de contact triple* la frontière commune aux trois phases, qui est

---

\*. dans le cas où la gravité peut être négligée

également l'intersection des interfaces solide-liquide, liquide-gaz et solide-gaz (figure 1.1).

En introduisant les tensions superficielles  $\gamma_{SL}$ ,  $\gamma_{SG}$  et  $\gamma$  associées respectivement aux interfaces solide-liquide, solide-gaz et liquide-gaz, homogènes à une énergie par unité d'aire, ou encore à une force par unité de longueur, on peut définir le *paramètre d'étalement*  $S$  :

$$S = \gamma_{SG} - (\gamma_{SL} + \gamma). \quad (1.1)$$

Lorsque ce paramètre  $S$  est positif, il est énergétiquement plus favorable pour le système de créer deux interfaces, solide-liquide et liquide-gaz, et d'éviter ainsi la formation d'une interface solide-gaz. Dans le cas contraire, la minimisation de l'énergie de surface implique l'étalement partiel du liquide et impose la valeur de l'angle de contact statique.

Dans cette dernière situation — de mouillage partiel —, on peut relier la valeur de l'angle de contact  $\theta_0$  avec les tensions superficielles en exprimant l'équilibre des forces capillaires linéiques agissant sur la ligne de contact triple. La projection de cet équilibre des forces sur le plan solide donne alors la *loi d'Young* :

$$\cos \theta_0 = \frac{\gamma_{SG} - \gamma_{SL}}{\gamma}. \quad (1.2)$$

En combinant les équations 1.1 et 1.2, on obtient la relation entre le paramètre

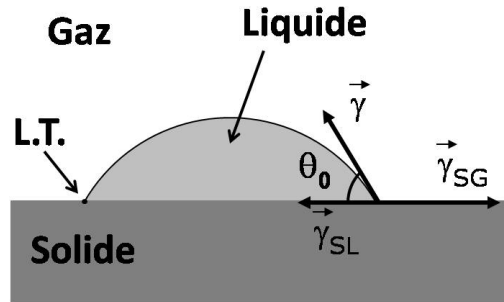


Fig. 1.1: Goutte liquide posée sur un substrat solide en mouillage partiel : la valeur de l'angle de contact statique  $\theta_0$  est imposée par l'équilibre des forces capillaires linéiques qui s'appliquent sur la ligne de contact triple (L.T.).

d'étalement et l'angle de contact statique :

$$S = \gamma(\cos \theta_0 - 1). \quad (1.3)$$

Par cette dernière expression, on retrouve alors que l'angle de contact statique n'est défini que lorsque le paramètre d'étalement est négatif, c'est-à-dire dans une situation de mouillage partiel. Dans ce cas, la valeur de l'angle de contact est bornée par la limite du *mouillage total*, lorsque  $\theta_0$  tend vers 0, et la limite du *mouillage nul*, qui correspond à  $\theta_0 = 180^\circ$ . Dans cette gamme, on « classe » les substrats selon la valeur de  $\theta_0$  : lorsque  $\theta_0 \leq 90^\circ$ , on qualifie le solide de « plutôt mouillant » vis à vis du liquide déposé, ou *hydrophile* pour une solution aqueuse ; au contraire, le substrat est « plutôt non mouillant » ou *hydrophobe* si  $\theta_0 > 90^\circ$ .

En faisant subir au substrat solide un traitement chimique qui modifie les énergies de surface, autrement dit l'affinité du liquide et du gaz pour la surface solide, il est possible de jouer sur la valeur de l'angle de contact statique. De tels traitements consistent habituellement à greffer ou adsorber sur le substrat des molécules ou groupements chimiques dont l'affinité avec le liquide détermine la mouillabilité de la surface traitée. Pour l'eau, on citera notamment les groupements oxygénés et les molécules polaires qui rendent la surface plus hydrophile, et à l'inverse les molécules organiques constituées par de longues chaînes hydrogénéocarbonées ou fluorocarbonées, qui permettent de rendre les surfaces plutôt hydrophobes. Une telle modification des propriétés chimiques de la surface permet ainsi d'accéder à une gamme étendue de mouillabilités, mais on doit cependant noter qu'il n'a pas été trouvé de traitement permettant d'obtenir un angle de contact supérieur à  $125^\circ$  dans le domaine non mouillant sur un substrat lisse [1]. Or, on trouve dans la nature (feuilles de végétaux comme le chou ou le lotus, plumes de canard, ailes de papillons...) des surfaces sur lesquelles des gouttes d'eau forment des angles de contact proches de  $180^\circ$ . C'est l'observation à l'échelle microscopique de telles surfaces, qualifiées de *superhydrophobes*, qui a permis de comprendre que ce caractère superhydrophobe est lié à la conjugaison de la faible affinité chimique de la surface pour le liquide considéré et d'une rugosité de surface micrométrique ou submicrométrique [2].

### 1.1.2 Surfaces superhydrophobes texturées : effet de texture et état fakir

L'observation dans la nature de surfaces rugueuses moins mouillantes que les substrats lisses hydrophobes a incité à s'intéresser à l'effet de la rugosité de surface sur l'angle de contact, en vue de fabriquer des surfaces superhydrophobes.

Deux modèles permettent d'évaluer l'angle de contact statique que l'on peut observer sur une surface rugueuse : le modèle de Wenzel [3], qui considère une surface rugueuse imprégnée par le liquide, et le modèle de Cassie-Baxter [4], qui modélise le mouillage d'un substrat rugueux lorsque le liquide n'envahit pas la rugosité et repose sur une surface composite gaz-solide.

## i Modèle de Wenzel

Dans le modèle du mouillage d'un liquide sur une surface rugueuse développé par Wenzel, on considère une goutte déposée sur une surface chimiquement homogène et rugueuse, et l'on suppose que le liquide formant la goutte envahit complètement les anfractuosités de la surface. Pour une telle surface, on peut définir le rapport  $r$  de la surface réelle du matériau et de sa surface apparente ( $r > 1$ ). En supposant que la goutte est très grande par rapport à l'échelle de la rugosité, et qu'elle se raccorde localement au solide avec un angle de contact statique  $\theta_0$  donné par la relation d'Young (équation 1.2), on peut évaluer l'angle de contact apparent  $\theta_0^*$  par un bilan d'énergies de surfaces.

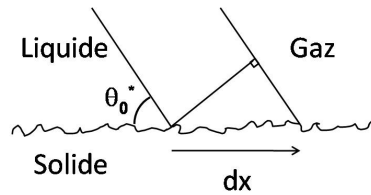


Fig. 1.2: Modèle de Wenzel : angle de contact apparent  $\theta_0^*$  sur une surface solide rugueuse.

Considérons pour cela un petit déplacement  $dx$  de la ligne de contact parallèlement à la surface solide (figure 1.2) ; celui-ci est associé à une variation d'énergie du système  $dE$ , qui s'exprime comme

$$dE_{\text{Wenzel}} = [\gamma \cos \theta_0^* + r(\gamma_{SL} - \gamma_{SG})] L dx, \quad (1.4)$$

où  $L$  est la longueur totale de la ligne triple. La condition d'équilibre impose la minimisation de l'énergie  $E$  (soit  $dE = 0$ ), ce qui conduit à l'expression

$$\cos \theta_0^* = r \cos \theta_0. \quad (1.5)$$

Cette relation rend bien compte de l'amplification, par la rugosité, du comportement du substrat vis à vis du liquide : si le substrat est chimiquement mouillant ( $\theta_0 < 90^\circ$ ), alors  $\theta_0^* < \theta_0$  ; au contraire, pour une surface chimiquement hydrophobe, l'angle de contact apparent est augmenté par la présence de la rugosité car  $\theta_0^* > \theta_0$ . En revanche on remarque que le modèle de Wenzel autorise l'apparition d'une transition vers le mouillage nul  $\theta_0^* = 180^\circ$  lorsque  $r$  est suffisamment élevé. En pratique, cette transition n'a jamais pu être observée : au-delà d'une certaine valeur  $r^*$ , des poches de gaz sont piégées dans les rugosités de la surface et le liquide n'épouse plus les contours de la rugosité [5]. Par conséquent, le modèle de Wenzel ne peut plus s'appliquer, et l'on doit plutôt considérer la situation où le liquide repose sur une surface composite solide-gaz.

## ii Modèle de Cassie-Baxter

Le modèle de Cassie-Baxter, dans sa forme générale, considère le mouillage statique d'une goutte liquide qui repose sur une surface lisse hétérogène, formée de deux types de substrats caractérisés par les angles de contact statiques  $\theta_1$  et  $\theta_2$ , et qui occupent des fractions de surfaces  $\phi_1$  et  $\phi_2$ .<sup>†</sup>

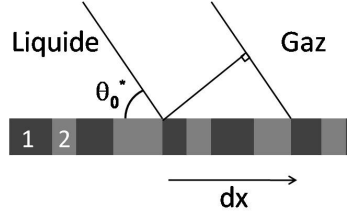


Fig. 1.3: Modèle de Cassie-Baxter : angle de contact apparent  $\theta_0^*$  sur une surface lisse composite.

On peut de nouveau évaluer la variation d'énergie de surface associée à un petit déplacement  $dx$  de la ligne triple sur le substrat (figure 1.3), où cette fois la goutte est considérée comme très grande devant la taille des domaines de type 1 ou 2 :

$$dE = [\gamma \cos \theta_0^* + \phi_1(\gamma_{SL} - \gamma_{SG})_1 + \phi_2(\gamma_{SL} - \gamma_{SG})_2] L dx. \quad (1.6)$$

La minimisation de l'énergie de surface à l'équilibre, associée aux expressions de la loi d'Young sur les deux types de substrats, permet de connaître la valeur de l'angle de contact apparent  $\theta_0^*$  :

$$\cos \theta_0^* = \phi_1 \cos \theta_1 + \phi_2 \cos \theta_2. \quad (1.7)$$

Cette approche du mouillage composite peut être appliquée au cas des surfaces hydrophobes rugueuses non intrudées par le liquide. Dans cet état, appelé état « fakir », le liquide repose sur un substrat composite formé par les sommets de la rugosité et les poches de gaz piégées. En choisissant le solide comme substrat 1 et le gaz comme substrat 2, on a  $\theta_1 = \theta_0$  et  $\theta_2 = 180^\circ$ .<sup>‡</sup> Pour la situation modèle, caractérisée par la planéité des sommets des aspérités solides et des interfaces liquide-gaz, on peut ré-écrire les équations 1.6 et 1.7 en introduisant la fraction solide  $\phi_S$ , définie comme la fraction de la surface totale de l'interface posée sur le solide ( $\phi_S = \phi_1 = (1 - \phi_2) < 1$ ) :

<sup>†</sup>.  $\phi_{1,2}$  est défini comme la fraction de la surface totale occupée par le substrat 1 ou 2.

<sup>‡</sup>. Ceci peut être déduit de la loi d'Young (équation 1.2) en remplaçant la phase solide par le gaz, soit dans ce cas  $\gamma_{SG} = \gamma_{GG} = 0$ , et  $\gamma_{SL} = \gamma$ , ce qui implique  $\cos \theta_0 = -1$ .



$$dE_{\text{fakir}} = [\gamma \cos \theta_0^* + \phi_S(\gamma_{SL} - \gamma_{SG}) + (1 - \phi_S)\gamma] Ldx, \quad (1.8)$$

$$\cos \theta_0^* = \phi_S(\cos \theta_0 + 1) - 1. \quad (1.9)$$

L'expression 1.9 indique que la présence de gaz piégé permet à l'angle de contact apparent de se rapprocher de la valeur limite  $180^\circ$  seulement si  $\theta_0$  s'approche de  $180^\circ$ , ce qui n'est pas réalisable en pratique, ou si la fraction du solide en contact  $\phi_S$  tend vers 0. En outre, ce modèle indique que la limite du mouillage nul ( $\theta_0 = 180^\circ$ ) ne peut être atteinte, puisqu'il faudrait pour cela que le liquide repose sur une fraction solide nulle.

Pour déterminer lequel des deux modèles est pertinent pour décrire le mouillage sur une surface donnée ( $\theta_0$ ,  $r$  et  $\phi_S$  fixés), on peut évaluer la stabilité relative des deux états. Thermodynamiquement, l'état fakir est plus favorable que l'état de Wenzel lorsque la variation d'énergie évaluée en 1.8 est inférieure à celle calculée dans le cas où la rugosité est intrudée (équation 1.4) [6]. Cette condition impose pour l'angle de contact statique  $\theta_0$  d'être supérieur à un angle critique  $\theta_c$  qui dépend des deux paramètres géométriques  $\phi_S$  et  $r$  :

$$\cos \theta_0 < \cos \theta_c = \frac{\phi_S - 1}{r - \phi_S}. \quad (1.10)$$

En résumé, pour une surface hydrophobe de rugosité donnée, l'état le plus stable est déterminé par la mouillabilité de la surface : l'état fakir sera privilégié uniquement pour les surfaces les plus hydrophobes. Aussi, en vue d'obtenir des surfaces superhydrophobes qui sont dans l'état fakir lors de l'immersion dans l'eau, il est nécessaire de créer une rugosité de surface, que l'on fonctionnalise ensuite pour la rendre (chimiquement) la plus hydrophobe possible ; une telle fonctionnalisation est souvent réalisée par greffage de longues chaînes hydrogénocarbonées ou fluorocarbonées (voir l'annexe A (p.135) pour la présentation des traitements chimiques utilisés dans cette étude).

Jusqu'à présent, nous nous sommes placés dans l'hypothèse de planéité de l'interface liquide-gaz sous-tendue par les sommets de la rugosité. En réalité, la courbure des ménisques dépend de la différence de pression  $\Delta P = P_L - P_G$  qui règne entre le liquide et le gaz, de part et d'autre de l'interface liquide-gaz (figure 1.4). En effet, le rayon de courbure moyen  $R_m$  du ménisque, donné par l'équation de Laplace, est inversement proportionnel à cette différence de pression :

$$\Delta P = P_L - P_G \approx \frac{\gamma}{R_m}. \quad (1.11)$$

On voit d'après cette équation qu'une augmentation de la pression dans le liquide conduit à une diminution du rayon de courbure du ménisque. Si  $R_m$  devient de

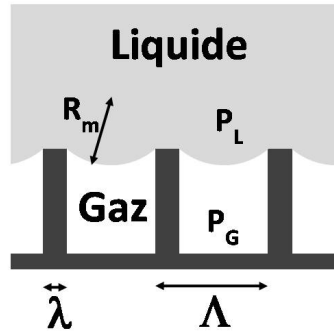


Fig. 1.4: Courbure de l'interface liquide gaz sur une surface fakir.

l'ordre de l'écartement  $\Lambda - \lambda$  entre les sommets de la rugosité, alors il devient possible pour l'interface liquide d'avancer dans les creux de la surface, et de mouiller complètement celle-ci. En tenant compte de la condition de raccordement de l'interface sur les parois solides, on obtient pour la pression d'intrusion

$$\Delta P_{\text{intrusion}} \approx -\frac{2\gamma \cos \theta_0}{\Lambda - \lambda}, \quad (1.12)$$

où  $\theta_0 > 90^\circ$ , ce qui correspond bien à  $\Delta P_{\text{intrusion}} > 0$ .

Pour une valeur de  $\Lambda - \lambda = 1 \mu\text{m}$ , avec  $\gamma_{\text{eau}} \approx 70 \text{ mN/m}$  et  $\theta_0 \approx 120^\circ$ , la pression d'intrusion est de l'ordre de  $10^5$  Pascals, ce qui correspond à la pression hydrostatique qui règne dans l'eau à une profondeur  $H$  d'une dizaine de mètres<sup>§</sup>, ou à une pression hydrodynamique exercée par un écoulement d'eau de vitesse  $U \sim 10 \text{ m/s}$ .<sup>¶</sup>

En pratique, lors de l'utilisation de surfaces superhydrophobes, on peut déterminer si les rugosités sont ou non intrudées par le liquide par une simple observation de la surface. En effet, dans l'état fakir (état de Cassie), le liquide repose en partie sur une interface liquide-gaz qui réfléchit les rayons lumineux, ce qui permet d'observer un effet miroir sur la surface (figure 1.5), contrairement au cas où le liquide envahit complètement les anfractuosités de la surface (état de Wenzel). Dans toute l'étude qui suit, c'est en observant cet effet miroir que nous nous assurons que toutes les surfaces superhydrophobes mises en œuvre se trouvent dans l'état fakir. De plus, au cours des expériences présentées dans ce manuscrit, les pressions auxquelles sont exposées les surfaces superhydrophobes sont très inférieures à la

§. La pression hydrostatique est donnée par l'expression  $P = \rho g H$  où  $H$  est la profondeur à laquelle cette pression est évaluée et  $\rho$  est la masse volumique du liquide.

¶. La pression hydrodynamique est évaluée par  $P = 0,5 \rho U^2$

pression d'intrusion typique évaluée plus haut. De ce fait, on considère dans toute la suite de ce travail que l'interface liquide qui repose sur les surfaces superhydrophobes immergées est lisse, hypothèse qui a pu être validée par des mesures de la forme des ménisques en microscopie à force atomique sur des tapis de nanotubes fonctionnalisés [7].

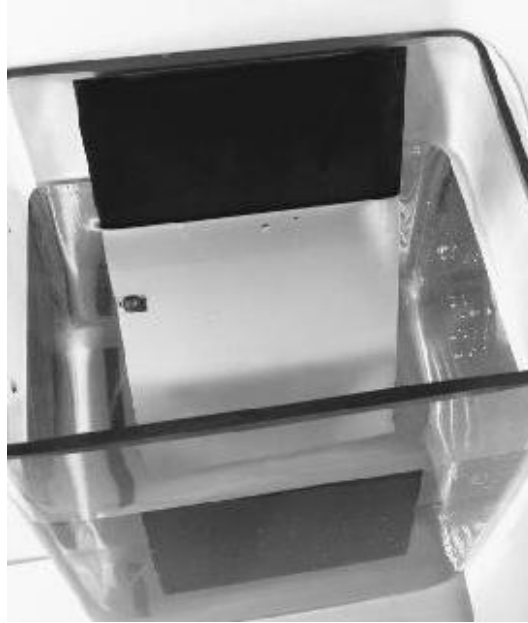


Fig. 1.5: Effet miroir obtenu sur une plaque superhydrophobe immergée dans l'eau : la plaque, noire dans l'air, apparaît brillante sous l'eau en raison de la réflexion des rayons lumineux sur l'interface eau-air.

### 1.1.3 Mouillage dynamique et modèle de De Gennes

**Mouillage dynamique.** Les bilans de forces linéiques qui s'appliquent sur la ligne de contact triple effectués jusqu'à présent considèrent que celle-ci est immobile, et permettent d'évaluer l'angle de contact statique apparent que l'on peut observer au raccordement de l'interface liquide-gaz sur la surface. Lorsque l'interface liquide-gaz est déformée au voisinage de la ligne triple, par exemple par un écoulement du liquide sur le substrat, l'angle de contact observé  $\theta_d$  est différent de l'angle de contact statique (voir figure 1.6). Cette variation de l'angle de raccordement de l'interface avec la surface solide rompt l'équilibre des forces capillaires ; la projection sur le plan tangent au solide de la résultante de ces forces linéiques s'appliquant sur la ligne de contact triple, nulle lors du mouillage statique, vaut

alors

$$F_{cap} = \gamma_{SG} - \gamma_{SL} - \gamma \cos \theta_d. \quad (1.13)$$

Cette force capillaire provoque le déplacement de la ligne triple, qui tend à ramener

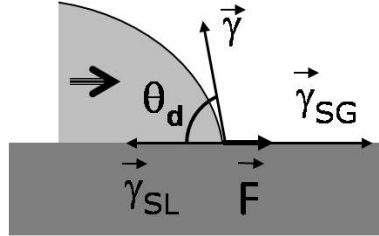


Fig. 1.6: Représentation des forces capillaires agissant sur la ligne triple, et de la force  $F$  résultante, lorsque l'angle de contact  $\theta_d$  est différent de l'angle statique  $\theta_0$  (ici,  $\theta_d > \theta_0$ ).

l'angle de contact dynamique  $\theta_d$  vers la valeur statique  $\theta_0$ . En effet, si l'on fait apparaître  $\theta_0$  dans l'équation 1.13 en utilisant la relation d'Young (équation 1.2), on obtient simplement :

$$F_{cap} = \gamma(\cos \theta_0 - \cos \theta_d). \quad (1.14)$$

Par conséquent, un déplacement de la ligne triple est associé à l'établissement d'un angle de raccordement dynamique  $\theta_d$  différent de l'angle de contact statique.

D'un point de vue pratique, les phénomènes de mouillage dynamique (ou mouillage forcé) interviennent dans de nombreuses situations. On pourra citer notamment les processus industriels d'enduction (ou *coating* en anglais), qui consistent à étaler un film liquide sur un substrat solide, ou encore les situations d'impacts de gouttes qui peuvent survenir par exemple lors de l'utilisation d'aérosols pour étaler des gouttes sur la surface solide (feuilles végétales lors de l'épandage d'engrais ou de pesticides, divers matériaux lors d'opérations de peinture). À propos des problèmes d'enduction, on peut notamment mentionner deux procédés industriels très répandus, qui sont utilisés pour enduire des rubans solides (film polymère pour pellicules photographiques, feuilles métalliques...) : le « curtain coating », qui consiste à déplacer le solide à enduire sous un rideau liquide, et le « dip coating », lors duquel le ruban est plongé dans un bain liquide. Dans ces deux situations, la ligne triple qui raccorde les trois phases est amenée à se déplacer sur le ruban.

La première observation majeure est que l'angle de contact dynamique  $\theta_d$  formé entre l'interface liquide-gaz et le solide augmente avec la vitesse d'enduction  $V$ . De plus, pour une certaine vitesse limite  $V_l$ , l'angle de contact dynamique  $\theta_d$  tend vers

180° [8, 9]. Il est observé dans ce cas que la ligne triple peut se déstabiliser, et du gaz est alors entraîné entre le solide et le liquide. Dans les processus d'enduction, ce phénomène nuit à la qualité du film liquide déposé et la vitesse  $V_l$  est rapidement apparue comme une limitation indésirable des procédés industriels. De nombreuses études expérimentales ont permis d'identifier la viscosité  $\eta_L$  et la tension de surface  $\gamma$  du liquide [8–13], ainsi que l'angle de contact statique [10] comme des paramètres influant à la fois sur la valeur de l'angle de contact dynamique et sur la position du seuil d'entraînement de gaz. En ce qui concerne l'étalement du liquide par impact de gouttes sur un substrat solide, l'influence des mêmes paramètres ( $\eta_L, \gamma$  et  $\theta_0$ ) sur le diamètre d'étalement des gouttes a pu être mise en évidence [14–17]. De plus, la réalisation d'impacts sur des surfaces superhydrophobes a conduit à des changements qualitatifs importants dans le comportement des gouttes impactantes : des situations de rebond ont pu être observées [18–22], montrant alors le rôle important joué par la mouillabilité du substrat sur l'écoulement liquide à l'étalement.

Toutes ces observations expérimentales indiquent que la rationalisation des problèmes de mouillage dynamique impose de considérer dans les études théoriques à la fois les aspects capillaires et hydrodynamiques. Or, si l'on peut facilement exprimer la force capillaire qui s'applique sur la ligne triple en fonction de l'angle de raccordement de l'interface avec le solide, l'implémentation de la contribution des écoulements qui se produisent dans les deux phases fluides lorsque la ligne triple se déplace se révèle plus délicate. Pour illustrer cette difficulté, on peut se focaliser sur le comportement d'un élément de fluide situé au voisinage immédiat de la ligne triple. Celui-ci doit accommoder deux conditions contradictoires : le non-glissement du fluide sur la paroi solide, qui implique que cet élément est immobile par rapport à la paroi, alors même que la ligne triple se déplace. Cet exemple met en avant la complexité des écoulements à considérer, et explique que la modélisation du mouillage dynamique, initiée par De Gennes [23,24], Cox [25] et Voïnov [26], suscite encore actuellement un grand intérêt dans la communauté scientifique [27–31]. Dans la suite, nous ne rentrerons pas dans le détail des descriptions les plus raffinées du mouillage dynamique, et nous nous contenterons d'aborder la problématique du mouillage forcé suivant l'approche développée par De Gennes que nous exposons ici brièvement. En dépit de sa relative simplicité, ce modèle introduit en effet les concepts-clefs intervenant dans le phénomène, et constitue une bonne base que nous adapterons à une nouvelle situation au chapitre 3.

**Modèle de mouillage forcé de De Gennes.** Le problème de mouillage forcé usuel, tel qu'étudié par De Gennes [23,24], considère l'extraction hors d'un liquide d'une plaque solide (schéma de la figure 1.7). En dépit de sa relative simplicité, celui-ci introduit les concepts clefs intervenant dans le phénomène, et constitue

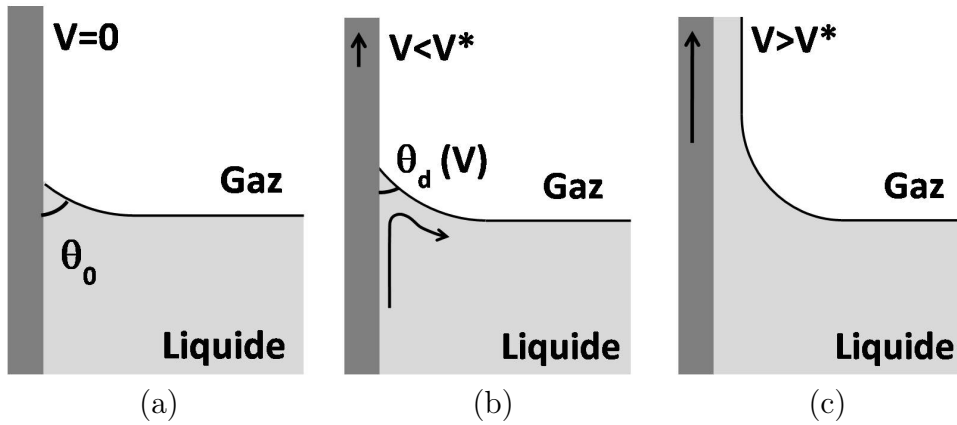


Fig. 1.7: Comportement de la ligne de contact triple solide-liquide-gaz lors de l'extraction d'une plaque solide mouillante hors d'un liquide à la vitesse  $V$ . On peut distinguer le cas statique, lorsque la plaque est immobile (a) de la situation de mouillage dynamique, pour laquelle l'angle de raccordement de l'interface sur la plaque est un angle de contact dynamique  $\theta_d(V)$  qui dépend de la vitesse d'extraction (b). Lorsque  $V$  dépasse la vitesse seuil  $V^*$ (c), la ligne triple se déstabilise, et un film liquide est entraîné le long de la plaque.

une bonne base lorsqu'on s'intéresse au mouillage forcé.

Lorsque la plaque est immobile (fig. 1.7a), le ménisque qui raccorde l'interface liquide-gaz à la surface solide forme avec cette dernière un angle qui n'est autre que l'angle de contact statique  $\theta_0$ . Lorsque la plaque est extraite du liquide à vitesse  $V$  constante, deux situations peuvent se produire. Aux faibles vitesses de tirage  $V$ , un régime stationnaire est observé (fig. 1.7b) : la ligne triple, immobile par rapport au niveau moyen de l'interface, se déplace le long de la plaque à la vitesse  $-V$  (dirigée vers le bas sur la figure) ; l'angle de raccordement est alors un angle de contact dynamique  $\theta_d(V)$ , inférieur à  $\theta_0$ , et qui diminue lorsque  $V$  augmente. Au-delà d'une certaine valeur seuil  $V^*$  de la vitesse de tirage, la ligne triple se déstabilise et un film liquide est entraîné le long de la plaque (fig. 1.7c). L'évolution de l'angle de contact dynamique avec la vitesse  $V$ , ainsi que la valeur du seuil  $V^*$  peuvent être déduites du bilan de forces agissant sur la ligne triple, dans le cas asymptotique d'une surface solide très mouillante ( $\theta_0 \rightarrow 0$ ). Lorsque la ligne triple existe (pour  $V < V^*$ ), deux forces de directions opposées s'appliquent sur la ligne triple :

- d'une part la force capillaire associée à l'angle de contact dynamique (équation 1.14), qui tend à ramener l'angle de contact dynamique  $\theta_d$  à la valeur d'équilibre  $\theta_0$  (dirigée vers le bas sur la figure 1.7) ;
- d'autre part, dans le cas d'une plaque mouillante vis à vis du liquide considéré

( $\theta_0 < 90^\circ$ ), le ménisque qui raccorde l'interface liquide-gaz à la surface solide forme un coin, dans lequel le liquide entraîné le long de la plaque vient pousser la ligne triple vers le haut. On peut obtenir une expression pour la force correspondante en calculant l'énergie dissipée par les phénomènes visqueux dans le coin de liquide, comme cela a été fait dans [24], où l'on trouve pour cette force linéique de dissipation visqueuse l'expression :

$$F_{v,coin} = 3\ell\eta_L V / |\tan \theta_d|, \quad (1.15)$$

avec  $\ell$  un coefficient numérique qui vaut typiquement entre 15 et 20, et qui s'exprime, en fonction du rapport de l'échelle de longueur la plus grande  $L$  et de l'échelle la plus petite  $\varepsilon$  — échelle des interactions — qui interviennent dans le problème, comme

$$\ell = \ln \frac{L}{\varepsilon}. \quad (1.16)$$

La condition d'existence — ou de stabilité — de la ligne triple en régime stationnaire va être réalisée lorsque ces deux contributions sont d'égale intensité,  $F_{cap} = F_{vis}$ , ce qui se traduit dans la limite  $\theta_0 \rightarrow 0$  par

$$V = \frac{\gamma}{6\ell\eta_L} \theta_d (\theta_0^2 - \theta_d^2). \quad (1.17)$$

On voit d'après l'équation 1.17 que la vitesse de tirage s'annule lorsque  $\theta_d = \theta_0$ , ce qui correspond à la situation de mouillage statique et lorsque  $\theta_d = 0$ . L'évolution de  $V$  en fonction de  $\theta_d$  présente un maximum  $V^*$  pour  $\theta_d^* = \theta_0/\sqrt{3}$ , ce qui signifie qu'il n'y a pas de solution possible pour  $\theta_d(V)$  lorsque  $V$  dépasse  $V^*$ . Physiquement,  $V^*$  est la vitesse maximale de tirage pour laquelle la ligne triple est stable, ce qui correspond à la vitesse seuil au-delà de laquelle un film liquide est entraîné par la plaque. Outre l'existence de ce seuil en vitesse, le modèle prédit une dépendance linéaire de  $V^*$  avec la vitesse capillaire  $\gamma/\eta_L$ , et une loi de puissance d'exposant 3 avec l'angle de contact statique  $\theta_0$  :

$$V^* \approx \frac{\gamma}{\eta_L \times 9\ell\sqrt{3}} \theta_0^3. \quad (1.18)$$

En introduisant le nombre capillaire, qui exprime l'importance relative des effets capillaires et visqueux

$$\text{Ca} = \frac{\eta_L V}{\gamma}, \quad (1.19)$$

on voit que le seuil d'entraînement du film liquide est piloté par un nombre capillaire critique :

$$\text{Ca}^* = \frac{\eta_L V^*}{\gamma} \approx \frac{\theta_0^3}{9\ell\sqrt{3}}. \quad (1.20)$$

Pour résumer, ce modèle de mouillage forcé permet donc d'obtenir, dans le cas limite d'un solide très mouillant ( $\theta_0 \rightarrow 0$ ), une relation entre la vitesse de déplacement de la ligne triple et les angles de contact statiques et dynamiques (équation 1.17), et montre également que la vitesse seuil de déstabilisation de la ligne triple est pilotée par un nombre capillaire  $Ca^*$ , qui dépend de la mouillabilité du solide comme  $\theta_0^3$  (équation 1.20 ci-dessus).

#### 1.1.4 Mouillage statique réel : hystérésis

La description du mouillage qui vient d'être réalisée considère des substrats idéalement homogènes, pour lesquels la valeur de l'angle de contact statique local est bien déterminée. Dans la réalité, les défauts physiques ou chimiques de la surface impliquent l'existence d'une gamme d'angles de contact statiques « autorisés » autour de la valeur  $\theta_0$ . Par exemple, si l'on gonfle une goutte sur un substrat non idéal, l'angle de contact va augmenter jusqu'à atteindre la valeur maximale  $\theta_a$ , appelée *angle d'avancée*, sans que la ligne de contact triple ne se déplace. De la même manière, si l'on aspire le liquide présent dans la goutte, l'angle de contact va diminuer jusqu'à l'*angle de recul*  $\theta_r$  avant que la ligne triple ne recule. Ce phénomène, appelé *hystérésis de mouillage*, peut être quantifié par la différence  $\Delta\theta = \theta_a - \theta_r$ .

Dans tout ce qui suit, et sauf indication contraire, nous utiliserons la notation  $\theta_0$  pour l'angle de contact statique apparent d'avancée  $\theta_a$ . Ce choix se justifie par le fait que les différentes expériences décrites dans les chapitres suivants ne mettent en jeu que des lignes triples qui avancent, ou qui atteignent l'équilibre statique en avançant ; aussi, les valeurs citées pour les angles de contact statiques apparents  $\theta_0$  ont toutes été mesurées à l'avancée du liquide (voir la méthode de mesure en Annexe A, page 135).

## 1.2 Dynamique des liquides aux interfaces

De manière générale, le travail que nous avons conduit a eu pour but de mettre en évidence et d'étudier l'éventuel couplage qui peut exister entre les propriétés de surface, et plus particulièrement les propriétés de mouillage, et l'hydrodynamique macroscopique. Ces dernières années, cette problématique du lien entre les propriétés de surface et l'hydrodynamique a de fait connu un essor important. Dans ce contexte, de nombreuses études, tant expérimentales que théoriques ou numériques, se sont intéressées à la dynamique d'un liquide au voisinage d'une surface solide, et plus particulièrement à la friction du liquide sur la paroi. Pour quantifier ce phénomène, il est possible d'introduire une condition limite généralisée sous la forme d'un équilibre des contraintes tangentielles à la paroi : la somme de la force de frottement visqueux qu'applique le liquide sur le solide et de la force de friction



appliquée par le solide sur le liquide est nulle, soit

$$\eta_L \frac{\partial \vec{V}_t}{\partial y} = \lambda_f \vec{V}_t(y=0) = \lambda_f \vec{V}_g, \quad (1.21)$$

où  $\lambda_f$  est le coefficient de friction, avec  $\vec{V}_t$  la vitesse tangentielle du fluide et  $y$  la direction perpendiculaire à la paroi. La vitesse tangentielle du liquide en  $y = 0$  apparaît alors comme la *vitesse de glissement* du liquide à la paroi, notée  $\vec{V}_g$  (voir figure 1.8). De manière équivalente, on peut également introduire la longueur

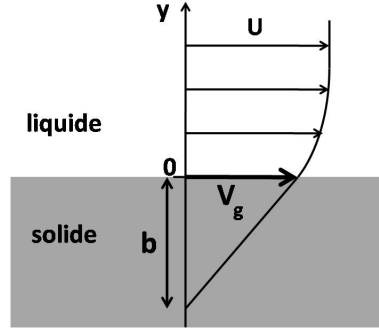


Fig. 1.8: Introduction de la vitesse de glissement  $V_g$  et de la longueur de glissement  $b$ , lors de l'écoulement d'un liquide le long d'une paroi solide.

de glissement  $b$ , définie comme la longueur de pénétration du profil de vitesse à l'intérieur de la paroi solide, ou encore la distance entre la paroi et le lieu où l'extrapolation linéaire du profil de vitesse s'annule (voir figure 1.8). Ceci revient alors à exprimer la condition limite sous la forme

$$\vec{V}_g = b \left( \frac{\partial \vec{V}_t}{\partial y} \right)_{y=0}, \quad (1.22)$$

où l'on voit en combinant les équations 1.21 et 1.22 que la longueur  $b$  est liée au coefficient de friction  $\lambda_f$  par la relation

$$b = \frac{\eta_L}{\lambda_f}. \quad (1.23)$$

L'hypothèse de non-glissement, dans laquelle on se place habituellement pour exprimer la condition limite à la paroi pour les écoulements macroscopiques de liquides visqueux, correspond à  $V_g = 0$ , soit une friction infinie ( $\lambda_f \rightarrow \infty$ ) et une longueur de glissement nulle. Cette hypothèse, qui ne repose sur aucun fondement

théorique, est bien vérifiée expérimentalement à l'échelle macroscopique [32]. En revanche, aux échelles élémentaires, caractéristiques de la taille des molécules et des interactions entre le liquide et le solide, on peut s'attendre au *glissement partiel* du liquide sur la paroi, associé à une vitesse de glissement non nulle et un coefficient de friction fini. Ainsi, de nombreuses études de la condition limite à la paroi à l'échelle microscopique ont permis de montrer numériquement, mais aussi expérimentalement grâce à des dispositifs adaptés aux petites échelles, que l'hypothèse de non glissement peut être mise en défaut : alors que la longueur de glissement est nulle, ou du moins inférieure à quelques nanomètres, sur des substrats lisses hydrophiles [33], des longueurs de glissement de quelques dizaines de nanomètres ont été mesurées sur des parois solides hydrophobes [34–39]. Ces résultats indiquent donc qu'une modification de l'affinité du solide pour le liquide affecte la longueur de glissement à l'échelle nanométrique, ce qui est cohérent avec les échelles typiques mises en jeu.

Des mesures du glissement ont également été réalisées sur des surfaces superhydrophobes dans l'état fakir, comme les tapis de nanotubes fonctionnalisés de Joseph *et al.* [40] ou les surfaces lithographiées de Choi *et al.* [41, 42]. Dans ce cas, les mesures ont montré que l'effet d'une modification à l'échelle micrométrique de la structure de la surface se manifeste à la même échelle, et des longueurs de glissement de quelques dizaines de micromètres ont été rapportées. Ces observations pu être rationalisées en considérant que le glissement observé est un glissement « effectif » du liquide sur le solide [43–45] : alors que le glissement est très limité ( $b$  nanométrique) sur les sommets de la rugosité, les patches gazeux sur lesquels le liquide repose en partie correspondent à des zones caractérisées par une friction quasi-nulle ( $b \rightarrow \infty$ ). Ainsi, on peut considérer une paroi superhydrophobe comme intermédiaire, en termes de friction, entre une paroi solide et une interface liquide-gaz.

Cette thèse s'intéresse d'une manière générale à l'effet éventuel des propriétés de mouillage des surfaces sur les écoulements macroscopiques. Aussi, on peut se demander si la réduction de friction obtenue aux échelles microscopiques avec des surfaces fakir peut se transposer aux plus grandes échelles. Pour justifier la pertinence de ce questionnement, faisons quelques considérations qualitatives, et caractérisons, *via* une évaluation de la longueur de glissement associée, la friction exercée par le fluide sur une bulle de gaz, sur une paroi solide lisse et sur un solide superhydrophobe.

Pour une bulle de gaz de diamètre  $L$  dans un écoulement laminaire, l'équilibre

des contraintes tangentielles à la paroi de la bulle s'exprime comme

$$\eta_L \left( \frac{\partial \vec{V}_t}{\partial y} \right)_{\text{liquide}} = \eta_G \left( \frac{\partial \vec{V}_t}{\partial y} \right)_{\text{gaz}}, \quad (1.24)$$

$y$  étant toujours la direction perpendiculaire à l'interface liquide-gaz, et  $\eta_G$  la viscosité du gaz. Le membre de droite de l'équation 1.24 ci-dessus représente la contrainte visqueuse sur la paroi, associée au gradient de vitesse tangentielle dans le gaz, et évolue typiquement comme  $\eta_G V_g/L$ . De ce fait, l'équilibre des contraintes implique

$$\eta_L \left( \frac{\partial \vec{V}_t}{\partial y} \right)_{\text{liquide}} \sim \eta_G \left( \frac{\vec{V}_g}{L} \right)_{\text{gaz}}. \quad (1.25)$$

En utilisant la relation 1.22, l'équation ci-dessus donne

$$b \sim L \frac{\eta_L}{\eta_G}. \quad (1.26)$$

Ainsi, la longueur de glissement que l'on peut associer au frottement d'un liquide sur une bulle est de l'ordre de grandeur de la taille de la bulle<sup>||</sup>, ce qui suggère un effet d'ordre un sur la force de traînée lorsqu'on compare une bulle et une sphère solide. Cette estimation grossière concernant la réduction de traînée attendue est tout à fait cohérente avec les mesures de traînées sur des bulles [46–49], qui montrent que la force qui s'applique sur une bulle dans un écoulement est réduite de plusieurs dizaines de pourcents par rapport à une sphère solide de même taille. En lien plus direct avec l'idée d'une « bulle indéformable », on peut citer les travaux de Fukuda *et al.* [50] et Sanders *et al.* [51]. Ceux-ci ont tiré profit de la faible friction du liquide sur l'interface liquide-gaz pour réduire la force de traînée qui s'applique sur des objets solides immergés (modèles de coques de bateaux, plaques) : en injectant continuellement de l'air au voisinage des surfaces placées dans l'écoulement, ils ont pu produire le long des parois solides un film gazeux d'épaisseur millimétrique et ainsi diminuer considérablement la friction du liquide sur l'objet immergé.

On peut comparer maintenant les échelles typiques mises en jeu dans l'écoulement aux longueurs de glissement que l'on peut attendre sur une paroi solide lisse (au maximum quelques dizaines de nanomètres) ou sur une paroi superhydrophobe (quelques dizaines de microns). Pour un système macroscopique, il est évident que plusieurs ordres de grandeur séparent la dimension typique de l'écoulement  $L$  de ces deux longueurs de glissement ; cependant, il reste un espoir d'obtenir une réduction de la friction en rendant les surfaces superhydrophobes. En effet, on peut

<sup>||</sup>. L'ordre de grandeur typique du rapport des viscosités est  $\eta_L/\eta_G \approx 50$  pour l'eau et l'air.

se rappeler que dans un écoulement macroscopique, la taille typique sur laquelle la friction intervient est donnée par l'épaisseur  $\delta$  de la couche limite qui se développe le long des parois solides. Cette épaisseur varie typiquement avec la vitesse  $U$  et la taille typique  $L$  de l'écoulement comme

$$\delta \sim \sqrt{\frac{\eta_L L}{\rho U}}. \quad (1.27)$$

Ainsi, pour une vitesse d'écoulement de quelques mètres par seconde et un objet de taille centimétrique, la comparaison de  $b$  et  $\delta \sim 100 \mu\text{m}$  montre que dans le cas d'une surface superhydrophobe, la longueur de glissement n'est plus complètement négligeable devant la taille de la couche limite. Ceci permet donc d'espérer une réduction sensible de la friction du liquide sur les parois solides d'un objet superhydrophobe. Le raisonnement qui vient d'être conduit considère des écoulements laminaires au voisinage de la paroi solide. On peut également se demander si la transition vers le régime turbulent, qui se produit au-delà d'un nombre de Reynolds critique, est affectée par la présence de gaz lorsque la paroi solide est partiellement couverte de gaz.

Aussi, nous allons tenter dans le prochain chapitre de mettre en évidence l'effet des propriétés de mouillage exceptionnelles des surfaces fakir, et plus précisément de la couche de gaz qui entoure un objet superhydrophobe à l'immersion, sur la force de traînée qui subie par cet objet dans un écoulement.



# Chapitre 2

## Forces de traînée sur des surfaces « fakir »

*Lorsqu'un objet solide est immergé dans un écoulement, il est commun et réaliste de considérer, à l'échelle macroscopique, que la vitesse tangentielle du fluide par rapport au solide est nulle à la paroi [32]. Si la surface solide est rendue superhydrophobe, une couche d'air est piégée le long de la paroi à l'immersion, et l'on peut être tenté d'assimiler l'objet ainsi formé à une « bulle indéformable », dont on peut a priori s'attendre à ce qu'elle possède des propriétés de friction remarquables. On propose donc d'explorer l'effet d'un traitement superhydrophobe appliqué aux surfaces solides immergées dans un écoulement. La force de traînée hydrodynamique, ou force de résistance à l'écoulement, intimement liée à l'interaction objet-écoulement, s'impose naturellement comme la grandeur à mesurer dans cette étude. Aussi, ce chapitre présente les mesures comparatives de forces de traînée qui ont été réalisées sur des objets solides de deux types différents : d'une part des objets lisses « classiques », et d'autre part des objets superhydrophobes, donc partiellement recouverts de gaz. Nous nous intéresserons dans un premier temps à la force de traînée subie par des objets sphériques, et dans un deuxième temps à la résistance à l'écoulement de plaques solides.*

### 2.1 Force de traînée sur une sphère

Afin de quantifier l'effet éventuel sur le coefficient de traînée de la présence d'une couche de gaz autour des surfaces superhydrophobes, nous nous sommes intéressés dans un premier temps à un objet de géométrie modèle : la sphère.

### 2.1.1 Rappel : Coefficient de traînée d'une sphère solide

Lorsqu'un objet solide est placé dans un écoulement laminaire, de vitesse uniforme  $U$  loin en amont de l'objet, le fluide exerce sur cet objet une force  $F$  dans la direction de l'écoulement, appelée force de traînée. Le coefficient de traînée  $C_d$  de l'objet est un nombre sans dimension défini comme

$$C_d = \frac{2F}{\rho S_{\perp} U^2}, \quad (2.1)$$

où  $\rho$  est la masse volumique du liquide et  $S_{\perp}$  l'aire de la section transverse de l'objet dans l'écoulement — pour une sphère de rayon  $a$ ,  $S_{\perp} = \pi a^2$ . Ce coefficient dépend fortement de la géométrie de l'objet et du nombre de Reynolds\* associé à l'écoulement autour de l'objet de dimension typique  $L$  ( $L = 2a$  pour la sphère)

$$\text{Re} = \frac{\rho U L}{\eta_L}. \quad (2.2)$$

L'évolution du coefficient de traînée d'une sphère en fonction du nombre de Reynolds est présentée sur la figure 2.1; on y distingue plusieurs domaines : en régime visqueux ( $\text{Re} < 1$ ), la force de traînée qui s'applique sur une sphère est donnée par la loi de Stokes  $F = 6\pi\eta_L a U$ , ce qui implique pour  $C_d$  une décroissance en  $1/\text{Re}$ , soit  $C_d = 24/\text{Re}$ ; lorsque  $\text{Re}$  augmente, cette décroissance ralentit et  $C_d$  atteint la valeur d'environ 0,4 pour  $\text{Re} \approx 1000$ . Dans la gamme  $\text{Re} = 10^3 - 2 \cdot 10^5$ ,  $C_d$  reste approximativement constant, jusqu'à ce que survienne la « crise de traînée » qui se traduit par une chute brutale du coefficient de traînée associée au recollement de la couche limite autour de la sphère pour  $\text{Re} \approx 2 - 3 \cdot 10^5$ .

### 2.1.2 Dispositif expérimental

Avant de présenter les mesures de forces proprement dites, commençons par présenter le dispositif expérimental qui a été utilisé pour mesurer les forces de traînée, et décrivons les éléments-clefs qui le constituent.

#### *i Canal d'écoulement hydrodynamique*

Toutes les mesures de forces de traînée ont été effectuées à l'Institut de Recherche sur les Phénomènes Hors Équilibre de Marseille, au moyen d'un canal hydrodynamique à surface libre permettant de créer des écoulements quasi-laminaires

---

\*. On rappelle que le nombre de Reynolds est le nombre adimensionné construit sur la vitesse et la dimension typique de l'écoulement considéré, qui compare les contraintes inertielles aux contraintes visqueuses.

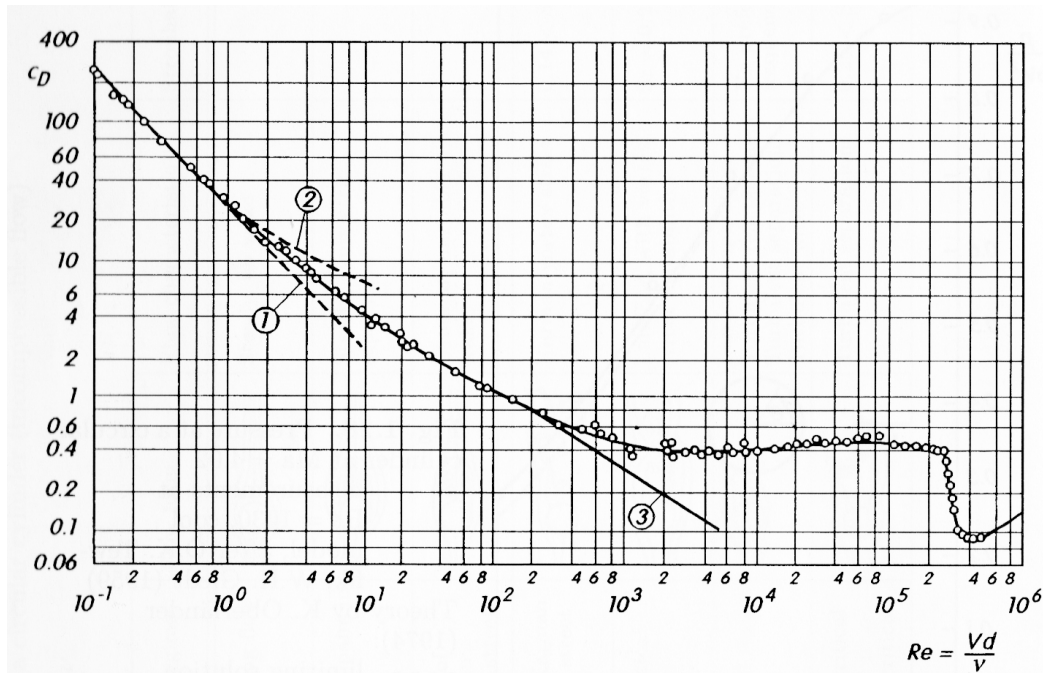


Fig. 2.1: Évolution du coefficient de traînée d'une sphère avec le nombre de Reynolds.  
Figure tirée de [52].

dans la gamme de vitesse de 0–1,4 mètres par seconde dans une zone utile de dimensions approximatives (Longueur  $\times$  largeur  $\times$  profondeur) 1m  $\times$  40cm  $\times$  50cm. Le principal atout de ce canal pour les mesures de forces de traînée est sa surface libre, qui autorise l'immersion totale ou partielle de l'objet étudié tout en laissant hors de l'eau le dispositif de mesure de force.

## ii Sphères

La mesure de coefficients de traînée a été réalisée pour deux billes de précision en acier, géométriquement identiques, et dont seule la nature de la surface différait. Le choix du diamètre de ces deux objets est issu d'un compromis : d'un côté, des sphères de grande taille permettent de mesurer des forces de traînée importantes, impliquant alors une meilleure précision relative sur les mesures ; d'un autre côté, cette considération est limitée par la nécessité de s'affranchir de l'influence des parois du canal sur l'écoulement autour des sphères, condition vérifiée lorsque la largeur typique des objets étudiés est petite devant les dimensions transverses du canal. Des billes de rayon  $a = (15,00 \pm 0,01)$ mm ont donc été choisies, pour qu'un ordre de grandeur sépare le diamètre des billes et la largeur du canal.



Dans le but de comparer les coefficients de traînée mesurés pour une sphère « conventionnelle » et une sphère piégeant une couche de gaz à sa surface lors de l'immersion, les traitements de surface suivants ont été appliqués :

- la première sphère, dont la surface native d'acier a été soigneusement nettoyée, est complètement entourée d'eau à l'immersion et l'on obtient alors une interface solide-liquide tout autour de la sphère ;
- la deuxième sphère est rendue superhydrophobe par le dépôt sur toute sa surface de noir de fumée ( $\theta_0 = 160^\circ$ ) ; à l'immersion, une pellicule d'air est piégée dans les rugosités de la surface solide, et le liquide repose alors sur une surface composite solide-gaz. La présence de ce film gazeux se traduit par l'effet miroir que l'on peut observer à l'immersion (cf. photo dans l'Annexe sur les traitements chimiques). La régularité de l'interface liquide — aspect lisse et non dépoli — observée dans ce cas indique que le liquide n'intrude pas les rugosités de la surface. Notons toutefois que ce revêtement superhydrophobe, s'il est simple à mettre en œuvre et permet aisément de traiter des objets à trois dimensions, n'est pas particulièrement stable dans le temps, contrairement au traitement superhydrophobe sur substrats de cuivre (voir Annexe A p.135), qui aurait été un meilleur choix mais dont nous ne disposons pas au moment où ces expériences ont été menées.

### iii Mesure de forces

La mesure de force a été réalisée au moyen d'un dispositif à jauge de déformation placé au-dessus de l'écoulement et solidaire du bâti du canal. Une tige métallique « en L » de 6 millimètres de diamètre, emmanchée dans la sphère à son extrémité aval, a permis de lier cette dernière au dispositif de mesure (schéma de la figure 2.2). La calibration de la jauge de contrainte (figure 2.3), réalisée au préalable en accrochant des masselottes à l'extrémité du dispositif placé horizontalement, indique que le capteur de force est linéaire, c'est-à-dire que la force de traînée peut être déduite de la tension mesurée aux bornes du capteur  $\Delta V_{cap}$  par la relation

$$F = K \times \Delta V_{cap} \text{ avec } K = 3,33 \text{ Newton.Volt}^{-1}. \quad (2.3)$$

La force totale  $F(U)$  mesurée provient à la fois de la présence de la sphère et d'une partie de la tige dans l'écoulement. Nous faisons ici l'hypothèse que ces deux contributions  $F_{sph}(U)$  et  $F_t(U)$  sont additives et indépendantes afin d'extraire la force de traînée qui s'applique sur la seule sphère  $F_{sph}(U)$  de la mesure totale, hypothèse que nous vérifierons *a posteriori*. Aussi, la contribution  $F_t(U)$  de la tige seule a été mesurée sans qu'aucune bille ne soit attachée à son extrémité, puis cette force a été retranchée à la traînée totale afin d'obtenir la traînée subie par la

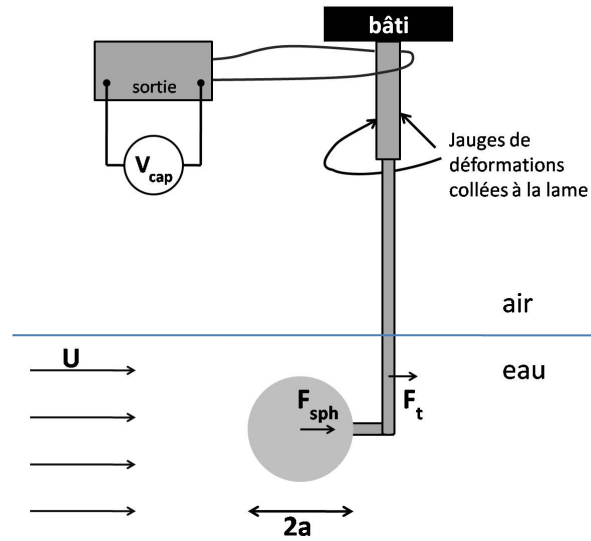


Fig. 2.2: Dispositif de mesure de la force de traînée qui s'exerce sur une sphère immergée dans un écoulement.

sphère :

$$F_{sph}(U) = F(U) - F_t(U). \quad (2.4)$$

### 2.1.3 Résultats

Pour chaque sphère étudiée, l'évolution du coefficient de traînée avec la vitesse de l'écoulement a été déduite des mesures de la force de traînée s'appliquant sur la sphère grâce à la relation 2.1 où la force  $F$  est à remplacer par  $F_{sph}(U)$ . Les évolutions du coefficient de traînée ainsi déduit pour la sphère conventionnelle et la sphère superhydrophobe, en fonction du nombre de Reynolds<sup>†</sup> sont représentées sur la figure 2.4. Dans un premier temps, on peut comparer l'évolution du coefficient de traînée mesurée pour la bille conventionnelle à l'évolution issue de la littérature (figure 2.1), dans la gamme de  $Re$  étudiée. On peut alors distinguer deux domaines, selon que le nombre de Reynolds est supérieur ou inférieur à 10000 :

- pour des nombres de Reynolds compris entre 1000 et 7000, les mesures de  $C_d$  issues de la présente étude sont entachées d'une incertitude importante et d'autre part ne correspondent pas du tout à la valeur attendue, à savoir  $C_d \approx 0,4$ ;
- au contraire, dans la gamme de nombres de Reynolds 10000–40000, l'évolution attendue pour le coefficient de traînée de la sphère est retrouvée, en

<sup>†</sup>. déduit de  $U$  par l'équation 2.2

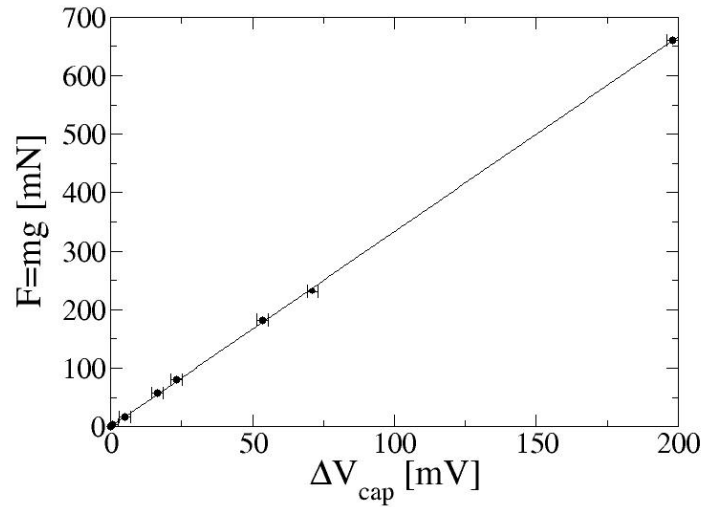


Fig. 2.3: Droite d'étalonnage du capteur de force indiquant la force  $F$  appliquée au dispositif (en y accrochant des masses  $m$ ) en fonction de la tension qu'il délivre  $\Delta V_{cap}$ . La pente de cette droite donne la sensibilité du dispositif,  $K = 3,33 \text{ mN/mV}$ .

particulier la faible évolution de  $C_d$  autour de la valeur 0,4, ainsi que le léger ressaut observé avant  $Re = 20000$ .

L'écart entre les valeurs de  $C_d$  mesurées et l'évolution tabulée pour  $Re < 10000$  met en défaut l'hypothèse d'additivité des différentes contributions à la traînée totale dans ce domaine de nombres de Reynolds. Cela sous-entend qu'il existe un couplage des forces de traînées subies par la sphère et par la tige, qui ne peut être négligé aux faibles vitesses d'écoulement. En revanche, pour les plus hauts nombres de Reynolds ( $Re \in [10^4; 4 \cdot 10^4]$ ), la correspondance entre les mesures et les valeurs attendues permet de valider *a posteriori* l'hypothèse d'additivité et le dispositif expérimental.

Les mesures du coefficient de traînée d'une sphère usuelle étant valides dans la gamme de nombres de Reynolds 10000–40000, on peut comparer les coefficients de traînée de la bille traditionnelle et de la bille superhydrophobe pour  $Re > 10000$ . Cette comparaison indique que les valeurs de  $C_d$  mesurées ne sont pas affectées par la présence d'air piégé entre la surface solide et l'écoulement d'eau. Par conséquent, on ne peut pas mettre en évidence d'effet de la nature de la surface, dans la limite des incertitudes expérimentales, soit environ 5% dans ce domaine de  $Re$ . Ainsi, on peut déduire de ces observations la borne supérieure de l'effet du traitement superhydrophobe appliqué à la sphère sur le coefficient de traînée, soit une variation

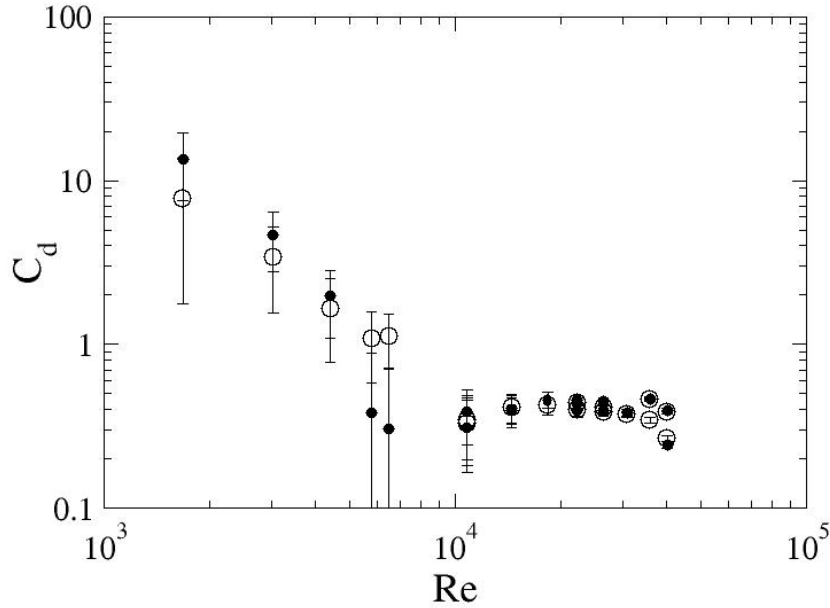


Fig. 2.4: Évolution des coefficients de traînée mesurés pour une sphère usuelle (○) et une sphère superhydrophobe (●) en fonction du nombre de Reynolds.

maximale de 5% pour des nombres de Reynolds compris entre 10000 et 40000.

## 2.2 Décomposition de la traînée totale

La force de traînée appliquée par un écoulement sur un objet immergé peut en réalité être décomposée en deux contributions principales, d'origines différentes : la traînée de forme  $F_{fo}$  et la traînée de frottement  $F_{fr}$ . La traînée de forme trouve son origine dans l'existence de contraintes normales de pression hydrodynamique qui s'appliquent sur la surface de l'objet, du fait de la condition de vitesse normale du fluide nulle sur la paroi solide ; on peut également voir comme origine de cette force la nécessité, pour les lignes de courant, de contourner l'objet qui constitue un obstacle au mouvement du fluide. Cette contribution est d'autant plus grande que la section transverse  $S_{\perp}$  de l'objet est importante, et peut s'écrire

$$F_{fo} = \frac{1}{2} \rho S_{\perp} \times C_{d,fo}(U) \times U^2, \quad (2.5)$$

où  $C_{d,fo}(U)$  est de l'ordre de l'unité et dépend de la géométrie de l'objet immergé ; on reconnaît dans l'équation 2.5 une pression hydrodynamique  $\rho U^2$ .

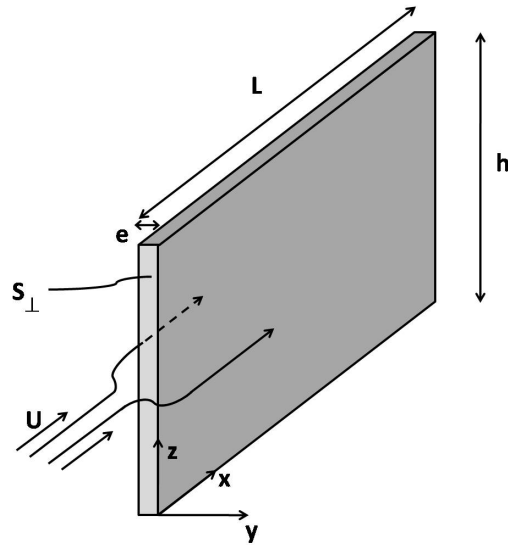


Fig. 2.5: Introduction des notations utilisées dans le cas d'une plaque immergée dans un écoulement de vitesse  $\vec{U} = U \cdot \vec{e}_x$  loin en amont de la plaque.

La traînée de frottement, quant à elle, est associée à la dissipation visqueuse qui se produit dans l'écoulement au voisinage du solide, elle-même liée aux gradients de vitesse perpendiculaires à la paroi ; en effet, à la condition de vitesse normale nulle sur les parois solides pour le fluide parfait s'ajoute la condition de vitesse tangentielle nulle lorsque le fluide est réel. Cette seconde condition impose l'existence d'une zone de transition, la couche limite, située entre l'objet (vitesse nulle à la paroi) et le lieu où, assez loin de part et d'autre de l'objet, on retrouve l'écoulement qui serait obtenu avec un fluide parfait. La couche limite est ainsi définie comme le lieu où intervient la dissipation visqueuse dans l'écoulement. La traînée de frottement est donc associée au transfert de quantité de mouvement entre les parois de l'objet et le fluide, et est d'autant plus importante que la surface latérale  $S_{\parallel}$  de l'objet est grande.

On peut raisonnablement penser que la traînée de forme n'est pas affectée par un revêtement superhydrophobe appliqué sur l'objet, puisque la modification de la section transverse associée à la présence du revêtement est négligeable. En revanche, l'existence d'un film gazeux entre la paroi solide et le liquide environnant laisse espérer une modification de la condition limite de vitesse tangentielle sur le solide, d'où une éventuelle réduction de la traînée de frottement lorsqu'un tel traitement est appliqué.

Revenons sur les mesures de forces de traînées totales sur une sphère hydrophile et une sphère superhydrophobe entourée d'air, qui ont montré que la présence du gaz autour de la sphère ne modifie pas le coefficient de traînée de plus de 5% pour  $Re \in [10^4; 4.10^4]$ . Ces résultats ne permettent pas de conclure quant à l'importance d'un effet du traitement superhydrophobe sur la seule traînée de frottement, puisqu'on ne connaît pas la part que celle-ci représente dans la force totale subie par la sphère : en effet, si la traînée de frottement ne représente par exemple que quelques pourcents de la traînée totale, alors une modification, même importante, de cette contribution peut n'engendrer qu'une variation de moins de 5% de la traînée totale, et ainsi passer inaperçue dans la mesure du coefficient de traînée. Par conséquent, il peut être intéressant d'évaluer la part représentée par la traînée de frottement dans la force de traînée totale subie par la sphère. Dans ce but, calculons l'expression de cette force de frottement.

Avant de considérer la géométrie sphérique, évaluons la traînée de frottement qui s'applique sur une plaque de hauteur  $h$  et de longueur  $L$  placée longitudinalement dans l'écoulement (figure 2.5). Cette traînée de frottement  $F_{fr}$  est obtenue en sommant la contrainte tangentielle  $\sigma_{xy}$  sur toute la paroi latérale de la plaque, soit, dans le cas où l'épaisseur  $e$  de la plaque peut être négligée devant sa hauteur  $h$  ‡ :

$$F_{fr} = \iint_{S_{\parallel}} \sigma_{xy} dS = 2h \int_0^L \eta_L \left( \frac{\partial U}{\partial y} \right)_{paroi} dx. \quad (2.6)$$

La prise en compte du frottement visqueux sur les deux faces de la plaque implique l'introduction du facteur 2 dans le dernier terme de l'équation 2.6.

En introduisant l'épaisseur de la couche limite  $\delta$ , taille sur laquelle la vitesse du fluide varie entre 0 et  $U$  dans la direction  $y$ , on peut évaluer la valeur du gradient de vitesse par

$$\left( \frac{\partial U}{\partial y} \right)_{paroi} \approx \frac{U}{\delta}. \quad (2.7)$$

Dans le cas d'une couche limite laminaire, le transport de quantité de mouvement entre l'objet et le fluide de vitesse  $U$  est diffusif, ce qui implique pour  $\delta$  d'évoluer avec  $x$  et  $U$  selon :

$$\delta(x) \sim \sqrt{\frac{\nu_L x}{U}}. \quad (2.8)$$

Le coefficient de diffusion  $\nu_L$  introduit ici est la viscosité cinématique du fluide, rapport de la viscosité dynamique par la masse volumique :  $\nu_L = \eta_L / \rho$ .

---

‡. Ceci revient à négliger la force de frottement sur les tranches supérieure et inférieure de la plaque.

La combinaison des expressions 2.6, 2.7 et 2.8, donne pour la traînée de frottement l'expression

$$F_{fr}(h, L, U) \sim 4h\sqrt{\eta_L\rho LU^3} \quad (2.9)$$

qui peut s'écrire, en introduisant la surface latérale  $S_{\parallel} = 2hL$  sous la forme

$$F_{fr}(S_{\parallel}, L, U) = \frac{1}{2}\rho S_{\parallel} \times C_{d,fr}(L, U) \times U^2, \quad (2.10a)$$

$$\text{avec } C_{d,fr}(L, U) \propto \text{Re}_L^{-1/2}. \quad (2.10b)$$

Pour une plaque, le coefficient de proportionnalité entre le coefficient de traînée de frottement et  $\text{Re}_L^{-1/2}$  vaut approximativement 1,328 [53].

Le même raisonnement a été suivi pour calculer la force de frottement  $F_{fr,sph}(a, U)$  qui s'applique sur une sphère de rayon  $a$  immergée dans un écoulement de vitesse  $U$  en considérant que le rayon de la sphère est grand devant  $\delta$  (annexe B, p.143). On obtient alors :

$$F_{fr,sph}(a, U) = \frac{1}{2}\rho S_{\parallel} C_{fr,sph} U^2, \quad (2.11a)$$

$$\text{avec } C_{fr,sph}(a, U) \approx 1,9 \text{Re}_{2a}^{-1/2}. \quad (2.11b)$$

où  $S_{\parallel} = 4\pi a^2$ . Il faut noter toutefois que cette évaluation de  $F_{fr,sph}$  donne la borne supérieure de la traînée de frottement à laquelle on peut s'attendre lorsque la couche limite est laminaire. En effet, dans un écoulement réel, lorsque le nombre de Reynolds augmente, la couche limite ne contourne plus complètement la sphère et se détache de la paroi solide en une position donnée, phénomène appelé « décollement de couche limite ». Une nouvelle contribution à la force de traînée totale apparaît : la traînée induite ou traînée de sillage, associée à la création de vorticités dans le sillage de l'objet qui de ce fait fournit de l'énergie cinétique supplémentaire au fluide [32]. Dans ce cas de décollement de la couche limite, la contribution de la friction sur les parois est plus faible que celle évaluée ci-dessus pour deux raisons : la première est la réduction de la surface solide autour de laquelle existe la couche limite visqueuse, la seconde est l'apparition d'une nouvelle contribution dans la traînée totale.

Néanmoins, l'expression 2.11b permet de quantifier la part maximale représentée par la traînée de frottement  $F_{fr,sph}$  dans la force de traînée totale  $F_{sph}$  qui s'applique sur une sphère en régime laminaire. On se limite ici à la gamme de nombre de Reynolds  $10^4 - 10^5$ , qui est typiquement la gamme dans laquelle le dispositif expérimental a pu donner des mesures valides (*cf.* figure 2.4). Dans ce domaine de  $\text{Re}$ , le coefficient de traînée d'une sphère vaut approximativement 0,4 (figure 2.1), et l'équation 2.1 se ré-écrit :

$$F_{sph} \approx \frac{0,4}{2}\rho\pi a^2 U^2. \quad (2.12)$$

En divisant l'équation 2.11b par l'équation 2.12, on obtient le rapport de la traînée de frottement par la traînée totale :

$$\frac{F_{fr,sph}}{F_{sph}} \approx 10 C_{fr,sph} \approx 19 \text{Re}_{2a}^{-1/2}. \quad (2.13)$$

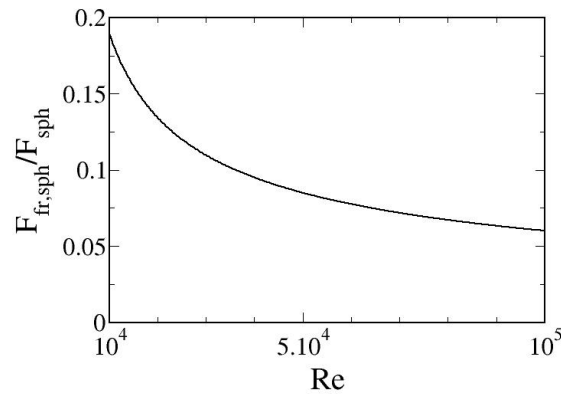


Fig. 2.6: Évaluation de la part représentée par la traînée de frottement dans la traînée totale qui s'applique sur une sphère immergée dans un écoulement, lorsque le nombre de Reynolds construit sur le diamètre de la sphère évolue entre  $10^4$  et  $10^5$ .

Le tracé de  $F_{fr,sph}/F_{sph}$ , soit la part représentée par la traînée de frottement dans la traînée totale subie par une sphère, en fonction du nombre de Reynolds (figure 2.6) indique que la traînée de frottement représente au plus entre 6 et 19 pourcents de la traînée totale subie par la sphère, dans le domaine de nombre de Reynolds qui nous intéresse. En conséquence, si l'on fait l'hypothèse que la traînée de forme n'est pas affectée par le revêtement superhydrophobe, alors l'incertitude de 5% sur la détermination de la traînée totale correspond à une incertitude de 25 à 83% sur la seule traînée de frottement.

Par ce calcul, on retrouve donc le fait que la traînée de frottement ne contribue que faiblement à la résistance d'une sphère dans un écoulement inertiel [52]. Par conséquent, les mesures de forces de traînée sur les deux types de sphères (avec ou sans revêtement d'air) ne permettent pas de conclure quant à l'effet du traitement superhydrophobe sur la seule traînée de frottement.



### 2.3 Traînée de frottement et surfaces fakir

Les mesures de forces de traînée s'appliquant sur des sphères n'ont pas permis de quantifier l'effet de la nature de la surface sur la traînée de frottement ; une expérience permettant d'extraire de la résistance totale la seule contribution du frottement visqueux s'est donc révélée nécessaire. Celle-ci a été réalisée en mesurant des forces de traînée sur des plaques solides de surface « classique » ou superhydrophobe.

#### 2.3.1 Dispositif expérimental

Un objet idéal permettant de mesurer directement la traînée de frottement est une plaque solide d'épaisseur nulle immergée parallèlement à l'écoulement. En effet, la surface transverse  $S_{\perp}$  présentée par cet objet est nulle, ce qui implique que l'intégralité de la force de traînée qui s'applique sur la plaque est due au frottement visqueux du fluide sur ses parois latérales. En pratique, de tels objets ne sont pas réalistes, et l'utilisation de plaques assez épaisses pour ne pas se déformer dans l'écoulement est requise. La nécessité de pouvoir traiter chimiquement les plaques afin de les rendre superhydrophobes ajoute une contrainte supplémentaire quant à leurs dimensions : celles-ci doivent être assez réduites pour permettre l'immersion totale des plaques dans les différentes solutions au cours du traitement chimique permettant de les rendre superhydrophobes. Les plaques qui ont été utilisées, compte-tenu de ces contraintes, ont pour épaisseur  $e = 1$  mm, pour hauteur  $h = 9,8$  cm et pour longueurs  $L_1 = 2$  cm,  $L_2 = 10$  cm et  $L_3 = 20$  cm. On pourra se reporter au schéma de la figure 2.5 pour la définition des différentes dimensions.

Lors de la mesure, on utilise de nouveau l'hypothèse d'additivité des différentes contributions à la force de traînée. Ainsi, on considère que la force de traînée totale  $F(e, h, L, U)$ , qui s'applique sur une plaque d'épaisseur  $e$ , de longueur  $L$  et de hauteur  $h$  maintenue dans un écoulement d'eau de vitesse  $U$  par une tige cylindrique verticale, se décompose en trois contributions : une traînée de forme  $F_{fo}(e, h, U)$  qui dépend de la section transverse  $S_{\perp} = e.h$  de la plaque, une traînée de frottement  $F_{fr}(h, L, U)$  qui dépend de la surface latérale  $S_{\parallel} = 2Lh$  de la plaque et une force  $F_t(\phi_t, h_t, U)$  qui s'applique sur la partie immergée de la tige de diamètre  $\phi_t$  et de hauteur immergée  $h_t$ . On a pour les différentes contributions les expressions

suivantes :

$$F_{fo}(e, h, U) = \frac{1}{2} \rho S_{\perp} \times C_{d,fo}(U) \times U^2, \quad (2.14a)$$

$$F_t(\phi_t, h_t, U) = \frac{1}{2} \rho \phi_t h_t \times C_{d,t}(U) \times U^2, \quad (2.14b)$$

$$F_{fr}(h, L, U) = \frac{1}{2} \rho S_{\parallel} \times C_{d,fr}(L, U) \times U^2, \quad (2.14c)$$

avec

$$C_{d,fo} \sim \mathcal{O}(1), \quad (2.15a)$$

$$C_{d,t} \sim \mathcal{O}(1), \quad (2.15b)$$

$$C_{d,fr}(L, U) \approx 1,328 \times \text{Re}_L^{-1/2}. \quad (2.15c)$$

Au moyen de ces expressions, on peut alors évaluer les ordres de grandeur des forces mises en jeu. Une application numérique pour une plaque de dimensions typiques  $0,1 \times 10 \times 10$  ( $e(\text{cm}) \times L(\text{cm}) \times h(\text{cm})$ ), supportée par une tige de diamètre  $\phi_t = 5 \text{ mm}$  qui plonge d'une hauteur  $h_t = 3 \text{ cm}$  donne les valeurs présentées dans le tableau 2.1, lorsque la vitesse de l'écoulement vaut  $0,1$  ou  $1 \text{ m/s}$ .

	$U = 0,1 \text{ m/s}$	$U = 1 \text{ m/s}$
$F_{fo}$ (mN)	0,5	50
$F_t$ (mN)	0,75	75
$F_{fr}$ (mN)	1,32	42

Tab. 2.1: Ordres de grandeur des différentes contributions dans la traînée totale mesurée sur une plaque de dimensions  $0,1 \times 10 \times 10$  ( $e(\text{cm}) \times L(\text{cm}) \times h(\text{cm})$ ), maintenue dans un écoulement de vitesse  $U = 1 \text{ m/s}$  par une tige de diamètre  $\phi_t = 5 \text{ mm}$  qui plonge de  $h_t = 3 \text{ cm}$ .

Le but de ces expériences étant de mesurer une éventuelle variation de la traînée de frottement sur des plaques lorsqu'elles sont entourées d'une « couche d'air », le dispositif de mesure doit permettre des mesures de force dans une gamme assez large (de 0 à quelques centaines de millinewtons), mais de manière suffisamment précise pour pouvoir extraire de la mesure totale la seule contribution des parois latérales des plaques ; l'obtention de mesures de traînée de frottement à quelques pourcents près implique une précision de mesure de l'ordre de la dizaine de micro-newtons.

L'outil choisi pour mesurer les forces est une balance de précision  $0,1 \text{ mg}$ , dont le plateau est muni d'un crochet de pesée par suspension. La balance effectuant une

mesure de forces verticales descendantes et les forces de traînée à mesurer étant horizontales, un levier « en T » a été intercalé entre la balance et la plaque étudiée ; celui-ci permet de transmettre la force à mesurer tout en modifiant sa direction de 90 degrés, comme le montre la figure 2.7. Afin d'assurer une transmission sans perte, ce levier est posé sur deux pointes dont les extrémités définissent l'axe de rotation  $\Delta$ , immobile dans le référentiel du laboratoire, et autour duquel le levier est libre d'osciller sans frottements. L'extrémité du T accrochée sous la balance est lestée par un contrepoids additionnel qui permet d'effectuer la mesure en tension permanente ; la tare de la balance est réalisée lorsque tout le dispositif est en place et que la vitesse d'écoulement est nulle.

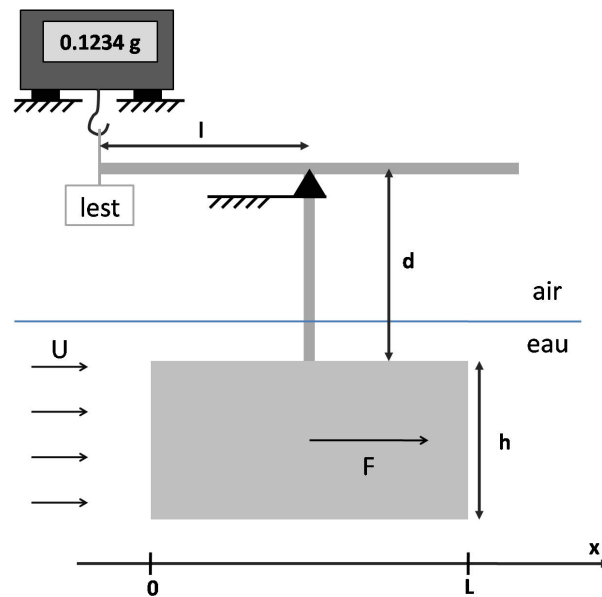


Fig. 2.7: Schéma en vue latérale du dispositif de mesure de forces de traînée sur des plaques totalement immergées. L'axe de rotation  $\Delta$  du levier en T qui relie la balance et la plaque est perpendiculaire au plan de la figure, et passe par le sommet du triangle noir, représentant l'une des deux pointes liées au bâti du canal, sur lequel est posé le levier.

La course minimale — moins d'un millimètre de course verticale sur toute la gamme de mesure — effectuée par le plateau de la balance lors d'une pesée, conjuguée à la non déformabilité du levier, permet d'assurer l'immobilité de tout le dispositif au cours de la mesure. Ainsi, la condition de moment nul sur l'axe de rotation  $\Delta$  permet de déduire de la masse  $m$  affichée par la balance la force hori-

zontale  $F$  qui s'applique à la plaque dans le sens de l'écoulement :

$$F = \frac{mgl}{D}, \quad (2.16)$$

où  $g$  est l'accélération de la pesanteur,  $l = 24,1$  cm est la longueur d'un bras horizontal du levier en T, et  $D$  est la distance du point d'application de la force à l'axe  $\Delta$ . Lorsque la plaque est totalement immergée, on a  $D = d + \frac{h}{2}$ , avec  $d = 23,5$  cm.

Ce dispositif présente l'intérêt de pouvoir mesurer des forces dans une large gamme, avec une grande précision — jusqu'à environ 2,5 N, au micronewton près — ; la précision de la mesure n'est donc pas limitée par le dispositif de mesure, mais plutôt par le bruit sur la mesure de force lorsque la plaque est immergée dans l'écoulement.

### 2.3.2 Résultats expérimentaux

Les mesures effectuées par le dispositif expérimental présenté ci-dessus donnent accès à la force de traînée totale qui s'applique sur les solides immergés dans l'écoulement d'eau, à savoir la plaque et l'extrémité de la tige de suspension. Une méthode d'extraction de la seule contribution du frottement visqueux a été développée, et nous la décrivons ci-dessous avant de présenter les résultats expérimentaux proprement dits en termes de forces de frottement visqueux qui s'exercent sur les parois des plaques.

#### *i Extraction de la traînée de frottement de la mesure brute*

On a vu, en évaluant les ordres de grandeur typiques des différentes contributions à la force de traînée mesurée, qu'une large part de la mesure totale est représentée par la résistance de l'extrémité du bras de levier ainsi que la traînée de forme sur la plaque étudiée. La solution idéale consisterait à mesurer ces deux contributions « parasites » indépendamment de la traînée de frottement, pour ensuite les retrancher à la force totale mesurée et ainsi obtenir la seule traînée de frottement sur la surface latérale des plaques. Ceci pourrait être réalisé en accrochant à l'extrémité du bras de levier une « plaque » identique à la plaque étudiée, mais de surface latérale nulle, c'est-à-dire une plaque de hauteur  $h$ , d'épaisseur  $e$  et de longueur  $L$  nulle. Afin de garantir que la surface transverse reste inchangée, les faces avant et arrière constituant cette plaque devraient être rigoureusement perpendiculaires à la direction principale de l'écoulement. On comprend dès lors que cette opération soulèverait deux difficultés majeures : d'une part, l'impossibilité pour cette plaque de rester rigide dans l'écoulement ; ensuite, la faible valeur de l'épaisseur  $e$  des plaques utilisées rendrait délicat le réglage de perpendicularité,

d'où une grande imprécision sur la détermination des forces parasites.

La solution retenue, bien qu'elle ne permette pas de connaître directement la force due à la friction du liquide sur les parois latérales d'une plaque unique, contourne cette difficulté expérimentale : elle consiste à retrancher les forces mesurées successivement sur deux plaques de longueurs différentes (mais non nulles). En effet, lorsqu'on considère deux plaques de longueurs  $L_a$  et  $L_b$ , leurs autres dimensions étant identiques, on peut accéder à la différence des traînées de frottement en retranchant les traînées totales qui s'appliquent sur les deux plaques :

$$\begin{aligned} F_a(e, h, L_a, U) - F_b(e, h, L_b, U) &= F_{fo,a}(e, h, U) + F_{fr,a}(h, L_a, U) + F_{tige}(U) \\ &\quad - F_{fo,b}(e, h, U) - F_{fr,b}(h, L_b, U) - F_{tige}(U) \\ &= F_{fr,a}(h, L_a, U) - F_{fr,b}(h, L_b, U) \end{aligned} \quad (2.17)$$

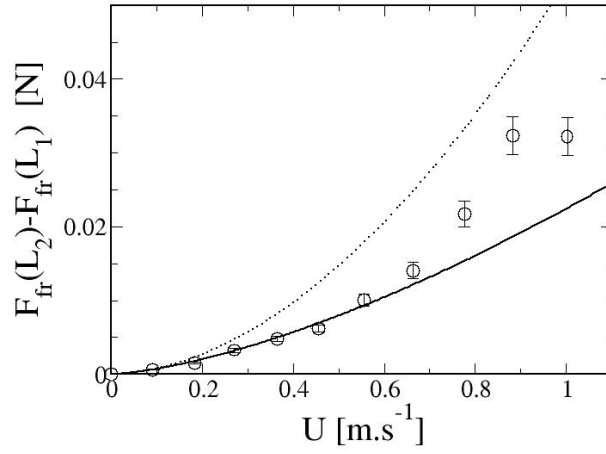
car  $F_{fo,a}(e, h) = F_{fo,b}(e, h)$ .<sup>§</sup> Dans la partie qui suit sont donc présentées les évolutions des différences de traînée de frottement et non directement les traînées de frottement sur des plaques uniques, en fonction de la vitesse de l'écoulement.

## ii Évolution des traînées de frottement mesurées

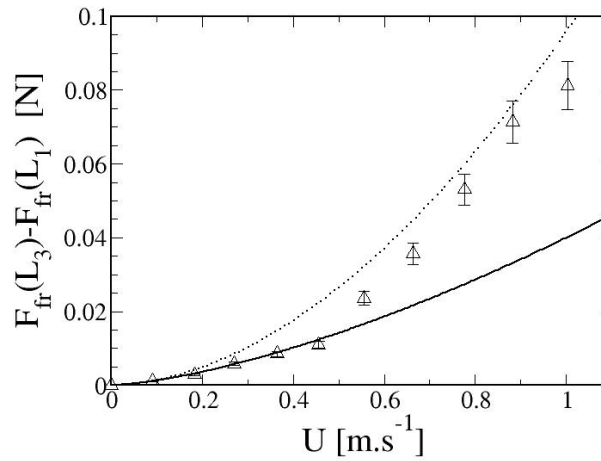
L'ensemble des résultats expérimentaux obtenus en termes de traînées de frottement sur les surfaces de cuivre natif ou superhydrophobes est présenté sur les figures 2.8 et 2.9. Sur la figure 2.8(a) sont tracées les différences de traînée de frottement mesurées pour les plaques de 10 et 2 cm de longueur en fonction de la vitesse  $U$  de l'écoulement, tandis que la figure 2.8(b) présente les points expérimentaux obtenus en soustrayant les traînées mesurées sur les plaques de 20 et 2 cm de longueur.

L'expression de la force de frottement qui s'exerce sur une plaque en régime laminaire (équations 2.14c et 2.15c) permet de superposer aux points expérimentaux les évolutions attendues dans ce régime (courbes en trait plein sur la figure 2.8). On voit d'après ces tracés que l'on retrouve quantitativement l'évolution attendue dans le cas d'une couche limite laminaire pour les vitesses les plus basses ; puis, les points expérimentaux s'éloignent de cette évolution au-delà d'une certaine vitesse  $U_c$ , dont les valeurs déterminées expérimentalement sont  $U_c \approx 0,6$  m/s pour les plaques de longueur  $L_2 = 10$  cm et  $U_c \approx 0,4$  m/s pour les plaques de longueur  $L_3 = 20$  cm. On peut comparer ces vitesses à celles pour lesquelles la transition laminaire-turbulent dans la couche limite est attendue, vitesses que nous allons

§. Ici encore, on fait l'hypothèse que les différentes contributions sont additives et indépendantes, hypothèse qui s'est avérée pertinente dans les mesures de forces de traînée sur des sphères, partie 2.1.



(a)



(b)

Fig. 2.8: Tracés des forces de frottement mesurées sur des plaques non recouvertes d'air (mouillantes), et des évolutions prévues lorsque la couche limite est laminaire (trait plein) ou complètement turbulente (pointillés). Les points expérimentaux ainsi que les courbes théoriques présentent des différences de traînée de frottement entre deux plaques de longueurs différentes ; (a) :  $F_{fr}(L_2) - F_{fr}(L_1)$ , (b) :  $F_{fr}(L_3) - F_{fr}(L_1)$ , avec  $L_1 = 2\text{cm}$ ,  $L_2 = 10\text{cm}$  et  $L_3 = 20\text{cm}$ .

déterminer ci-dessous.

La transition laminaire-turbulent dans la couche limite apparaît lorsque le nombre de Reynolds  $Re_\delta$  construit sur la vitesse de l'écoulement et l'épaisseur de couche limite dépasse la valeur critique  $Re_{\delta,c} = 420$  [53]. En définissant  $x$  la distance parcourue le long de la plaque depuis son bord d'attaque ( $x = 0$  sur le bord d'attaque et  $x = L$  sur le bord de fuite, voir schéma de la figure 2.7), on peut exprimer l'épaisseur  $\delta$  de la couche limite en régime laminaire en fonction de  $x$  [53] :

$$\delta = 1,72 \sqrt{\frac{\nu_L x}{U}}. \quad (2.18)$$

La valeur critique 420 du nombre de Reynolds  $Re_\delta$  est donc associée à une valeur critique  $(Ux)_c$  du produit  $Ux$ , au-delà de laquelle la transition laminaire-turbulent se produit dans la couche limite :

$$Re_{\delta,c} = \frac{(U\delta)_c}{\nu_L} = 1,72 \sqrt{\frac{(Ux)_c}{\nu_L}} = 420, \quad (2.19)$$

soit

$$(Ux)_c = \left( \frac{420}{1,72} \right)^2 \times \nu_L. \quad (2.20)$$

Pour une plaque de longueur donnée, la vitesse  $U_c$  à partir de laquelle la couche limite devient turbulente à l'extrémité de la plaque peut donc être déduite de l'équation 2.20, en imposant  $x = L$  :

$$U_c = \left( \frac{420}{1,72} \right)^2 \times \frac{\nu_L}{L} \quad (2.21)$$

L'équation 2.21 permet de déterminer les vitesses  $U_c$  de transition laminaire-turbulent auxquelles on s'attend pour chaque longueur de plaque, et les valeurs ainsi calculées sont présentées dans le tableau 2.2. Ces vitesses critiques « théoriques » sont cohérentes avec les vitesses pour lesquelles la traînée de frottement mesurée s'éloigne de l'évolution attendue en régime laminaire pour les plaques de 10 et 20 centimètres de longueur (figure 2.8a,b). Trois régimes d'écoulement dif-

L (cm)	2	10	20
$U_c$ (m/s)	3,0	0,6	0,3

Tab. 2.2: Valeurs attendues de la vitesse de transition laminaire-turbulent dans la couche limite en  $x=L$ , pour chaque longueur de plaque.

férents dans la couche limite sont à distinguer, selon la valeur de la vitesse de l'écoulement :

- pour les plus basses vitesses ( $U < U_c$ ), l'écoulement dans la couche limite est complètement laminaire sur toute la longueur de la plaque, et le coefficient de traînée de frottement  $C_{d,fr}$  évolue en  $Re_L^{-1/2}$  (expression de Blasius) ;
- lorsque la vitesse de l'écoulement est légèrement supérieure à la vitesse critique ( $U > U_c$ ), la couche limite est laminaire sur une partie de la plaque (pour  $x < x_c$ ) puis devient turbulente à une position  $x$  donnée ( $x_c < x < L$ ) ;
- lorsque la transition laminaire-turbulent a lieu très près du bord d'attaque de la plaque ( $U \gg U_c$ , soit  $x_c \ll L$ ), la quasi-totalité de la couche limite est turbulente, et  $C_{d,fr}$  évolue alors comme [54] :

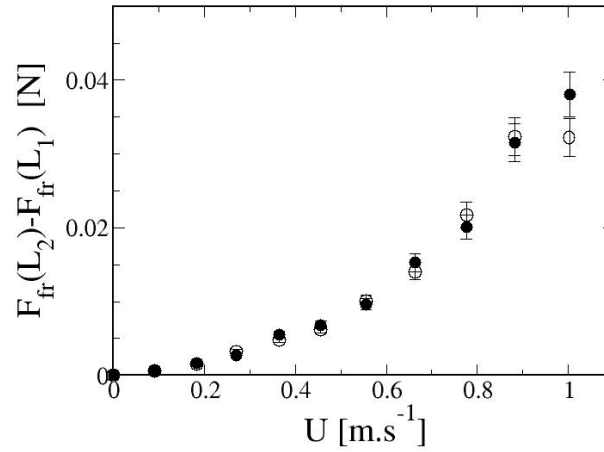
$$C_{d,fr}(L, U) = C_{d,turb}(L, U) \approx 0,031 \times Re_L^{-1/7} \quad (2.22)$$

Les évolutions des (différences de) traînées de frottement attendues en régime complètement turbulent, calculées au moyen des équations 2.14c et 2.22, sont également superposées aux points expérimentaux de la figure 2.8 (traits pointillés). On observe que les évolutions expérimentales s'en rapprochent lorsque la vitesse de transition laminaire-turbulent, sans toutefois les rejoindre complètement. Ceci peut être expliqué en comparant les valeurs de  $U_c$  (tableau 2.2) avec la gamme de vitesses d'écoulement  $U$  accessibles (0–1,4 m/s) : la condition  $U \gg U_c$  n'est jamais vérifiée dans les expériences. Par conséquent, la vitesse de l'écoulement n'est donc pas assez élevée pour atteindre le régime d'écoulement complètement turbulent dans la couche limite.

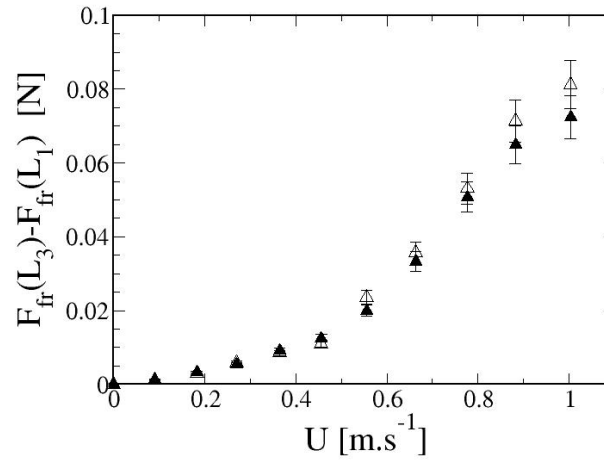
L'ensemble des mesures effectuées sur des plaques de surface « conventionnelle » a donc permis de retrouver quantitativement les traînées de frottement attendues en régime laminaire, ainsi que les transitions laminaire-turbulent dans la couche limite. Cet accord des expériences avec les prévisions « théoriques » permet de valider le choix de ce dispositif expérimental pour la mesure de forces de frottement, et justifie également le fait de se placer dans l'hypothèse d'additivité des différentes contributions à la traînée totale.

Une fois cette validation effectuée, nous sommes en mesure d'effectuer les mesures comparatives de forces de frottement pour les différents états de surface. Sur la figure 2.9, sont superposés les points expérimentaux correspondant aux plaques usuelles et ceux obtenus pour des plaques superhydrophobes, donc couvertes d'air une fois immergées. Lorsqu'on compare les résultats correspondant à chacun des deux types de surfaces, on ne peut déceler, dans la limite de la précision de mesure, soit à environ 8% près, aucune modification de la traînée de frottement due à la présence d'un film d'air autour des plaques, ni dans le domaine laminaire, ni au-delà de la vitesse de transition. En outre, les valeurs des vitesses de transition laminaire-turbulent ne semblent pas non plus affectées par la modification de la





(a)



(b)

Fig. 2.9: Comparaison des traînées de frottement mesurées pour des plaques mouillantes (symboles vides) et superhydrophobes (symboles pleins). (a) :  $F_{\text{fr}}(L_2) - F_{\text{fr}}(L_1)$ , (b) :  $F_{\text{fr}}(L_3) - F_{\text{fr}}(L_1)$ , avec  $L_1 = 2\text{cm}$ ,  $L_2 = 10\text{cm}$  et  $L_3 = 20\text{cm}$ .

surface, puisque les évolutions correspondant aux différents états de surface sont identiques. On notera toutefois, pour les plaques les plus longues (figure 2.9b), une tendance systématique aux vitesses d'écoulement les plus élevées (au-delà de 0,55 m/s) : la traînée de frottement mesurée pour des plaques superhydrophobes est légèrement inférieure à celle mesurée pour des plaques non traitées, mais cet écart systématique reste toujours inférieur à l'incertitude de mesure. On peut donc conclure de ces mesures que la traînée de frottement n'est pas ou peu affectée par la présence d'un film d'air piégé le long des surfaces solides ; la borne supérieure de l'éventuel effet de réduction de la traînée de frottement par un revêtement superhydrophobe est de 8%.

### 2.3.3 Discussion des résultats expérimentaux

L'ensemble des mesures présentées ci-dessus indique que la traînée de frottement, et donc le transfert de quantité de mouvement de la paroi solide au fluide, n'est pas affectée par la présence d'un film d'air piégé au voisinage de la paroi solide, ou du moins la modification éventuelle de la traînée de frottement n'excède pas quelques pourcents. Si l'on considère que la modification de la condition limite sur la plaque induite par la présence d'air se manifeste au travers d'une longueur de glissement  $b$ , alors on peut évaluer les effets attendus d'un revêtement superhydrophobe sur la traînée de frottement, en régime laminaire. Dans ce but, le calcul de la traînée de frottement sur une plaque, développé dans la partie 2.2 (p. 35) est repris ici, en tenant compte de la longueur de glissement. Les notations utilisées dans la partie 2.2 sont ici reprises.

#### *i Traînée de frottement laminaire et glissement*

On peut tenter d'introduire une longueur de glissement  $b$  dans le calcul de la force de frottement visqueux qui s'applique sur la paroi solide d'une plaque, évaluée par l'équation 2.6 en l'absence de glissement. Le gradient de vitesse dans la couche limite en présence de glissement est plus faible, et peut être approximé par

$$\frac{\partial U}{\partial y} \approx \frac{U}{\delta + b}, \quad (2.23)$$

puisque l'épaisseur sur laquelle la vitesse de l'écoulement passe de  $U$  à 0 vaut alors  $\delta + b$ , où l'expression de  $\delta$  est donnée par l'équation 2.8.

Lorsqu'on incorpore cette expression du gradient de vitesse dans l'expression de la force de frottement (2.6), on obtient pour la traînée de frottement visqueux avec

glissement  $F_{fr,slip}$  l'expression

$$F_{fr,slip} = F_{fr,0} - 4\rho hbU^2 \ln \left( 1 + \frac{L}{b\sqrt{\text{Re}}} \right), \quad (2.24)$$

où  $F_{fr,0}$  est la force de frottement sur une plaque en l'absence de glissement, donnée par les équations 2.10a et 2.10b. On peut noter que le terme de diminution de traînée qui apparaît dans le deuxième membre de l'équation 2.24, dû à l'existence d'une longueur de glissement, s'exprime comme une traînée de forme qui s'appliquerait sur une surface transverse de hauteur égale à celle de la plaque et d'épaisseur d'ordre  $b$ . L'existence d'une longueur de glissement, du point de vue de la force de traînée qui s'applique sur un objet solide, revient donc à diminuer la surface transverse présentée par l'objet à l'écoulement en décalant virtuellement les parois d'une épaisseur de l'ordre de  $b$ .

On peut encore écrire  $F_{fr,slip}$  sous la forme suivante

$$F_{fr,slip} = \frac{1}{2}\rho S_{\parallel} \times C_{d,slip} \times U^2, \quad (2.25a)$$

$$\text{avec } C_{d,slip} = C_{d,0} \left( 1 - \frac{b}{L} \ln \left( 1 + \frac{L}{b\sqrt{\text{Re}}} \right) \sqrt{\text{Re}} \right), \quad (2.25b)$$

où  $C_{d,0}$  est le coefficient de traînée de frottement sans glissement, donné par l'équation 2.10b. La réduction de traînée relative associée à l'existence d'une longueur de glissement  $b$  dépend donc des valeurs de  $b$  et du nombre de Reynolds, et s'écrit en valeur absolue :

$$\frac{|\Delta C_d|}{C_{d,0}} = \frac{b}{L} \ln \left( 1 + \frac{L}{b\sqrt{\text{Re}}} \right) \times \sqrt{\text{Re}}. \quad (2.26)$$

Dans le but d'évaluer quantitativement, au moyen de l'équation 2.26, les réductions de traînée de frottement auxquelles on pouvait s'attendre lors des expériences de mesure de forces de frottement sur des plaques, il est nécessaire de connaître la longueur de glissement  $b$  typique associée aux surfaces superhydrophobes utilisées.

### ii Longueur de glissement et réduction de traînée : applications numériques

Afin d'estimer la longueur de glissement associée au traitement superhydrophobe des plaques, on peut modéliser la rugosité de la surface solide par une surface régulière de plots rectangulaires de largeur  $\lambda$  formant un réseau carré de période  $\Lambda$  (figure 2.10). A l'immersion, si l'on considère que le liquide repose sur le sommet des plots et sur le gaz piégé dans les creux de la rugosité, alors on peut évaluer la fraction solide en contact avec le liquide comme  $\phi_s = (\lambda/\Lambda)^2$ .

On utilise alors les résultats obtenus Ybert *et al.* [55] qui décrivent les lois d'échelles suivies par  $b$  en fonction des paramètres de rugosité de la surface solide

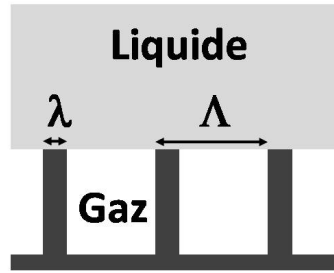


Fig. 2.10: Surface superhydrophobe de plots rectangulaires de largeur  $\lambda$  et espacés de  $\Lambda$ . Sur le schéma, l'interface liquide repose sur les sommets des plots et piège du gaz entre les plots, formant avec celui-ci des interfaces planes.

lorsque la friction entre le gaz et le liquide est négligeable. Dans le cas où les interfaces liquide-gaz sont planes, et dans la limite d'une faible fraction solide ( $\phi_s \ll 1$ ), la longueur de glissement peut être évaluée par la relation

$$b \sim \frac{\Lambda}{\sqrt{\phi_s}}. \quad (2.27)$$

L'approximation qui consiste à modéliser la surface superhydrophobe par une surface régulière de plots identiques, est grossière et tout à fait irréaliste. De la même manière, les interfaces liquide-gaz sont ici considérées comme planes pour estimer la longueur de glissement. En réalité, l'interface liquide-gaz va probablement former des ménisques induisant une rugosité de l'interface liquide, d'où une diminution de la longueur de glissement évaluée pour une interface liquide plane. Par conséquent, on nomme  $b_{max}$  la longueur de glissement évaluée ici, qui doit être perçue comme la borne supérieure de la longueur de glissement réelle associée au traitement superhydrophobe appliqué sur les plaques de cuivre.

L'observation des images de microscopie électronique des surfaces de cuivre rendues superhydrophobes (cf. Annexe A p.135) permet d'évaluer la taille typique des rugosités  $\lambda \approx 0,2 \mu\text{m}$ , ainsi que l'espacement typique entre celles-ci  $\Lambda \approx 0,5 \mu\text{m}$ , soit une fraction solide  $\phi_s \approx 16\%$ . Avec ces valeurs de  $\Lambda$  et  $\phi_s$ , on obtient une longueur de glissement  $b_{max} \approx 1,3 \mu\text{m}$ . L'application numérique de l'équation 2.26, pour une plaque superhydrophobe de longueur  $L = 10 \text{ cm}$  dans un écoulement d'eau de vitesse  $U = 1 \text{ m/s}$  donne une réduction de traînée de frottement maximale attendue de  $1,5\%$ . Cette valeur, très faible, est tout à fait compatible avec les mesures expérimentales, qui n'ont pas exclu la présence d'une réduction de traînée de frottement, dans la limite de  $8\%$ . De plus, une si faible réduction de traînée montre que l'image de bulle indéformable n'est pas correcte pour décrire

les surfaces superhydrophobes.

Ces conclusions contrastent avec les mesures expérimentales qui ont été réalisées dans d'autres groupes, et l'on citera ici les travaux de Henoch *et al.* [56] et de Gogte *et al.* [57].

Ainsi, des mesures de traînées de frottement en régime laminaire ont été réalisées par Henoch *et al.*, dans la gamme de nombres de Reynolds  $0-55.10^4$ , sur une plaque superhydrophobe microstructurée de longueur  $L_{Hen} = 41,6$  cm. La rugosité de la surface est formée par une « forêt » régulière de barreaux de silicium, de 7 micromètres de hauteur, de diamètre  $\lambda_{Hen} = 400$  nm, et placés sur un réseau carré de période  $\Lambda_{Hen} = 1,25$   $\mu$ m. Henoch *et al.* rapportent une réduction de traînée de frottement de l'ordre de 50 %, mesurée en comparant la force de frottement qui s'exerce sur une plaque lisse de référence et celle qui s'applique sur la surface superhydrophobe. On peut affirmer avec certitude qu'un tel effet du revêtement superhydrophobe, près de dix fois supérieur à nos incertitudes de mesures, n'a pas été observé dans notre étude.

Connaissant les dimensions caractéristiques de la rugosité, on peut évaluer la longueur de glissement obtenue sur la plaque superhydrophobe au moyen de l'équation 2.27, soit  $b_{Hen} \approx 3,9$   $\mu$ m. Cette valeur estimée est cohérente avec les mesures de longueurs de glissement de l'ordre du micromètre, effectuées par Joseph *et al.* [40] sur des surfaces fonctionnalisées de nanotubes de carbone, et par Choi *et al.* [41] sur des surfaces microstructurées par lithographie, de topologies comparables. L'application numérique de la relation 2.26, avec  $b = b_{Hen}$ , permet alors d'évaluer la réduction de traînée prédite par le calcul de la traînée de frottement avec glissement. Ainsi, dans un écoulement d'eau à 1 m/s, la réduction de traînée attendue sur la plaque microstructurée de Henoch *et al.* est de 3 %, d'un ordre de grandeur plus faible que celle rapportée par les auteurs. Toujours en utilisant l'équation 2.26, on peut tenir le raisonnement inverse, qui consiste à évaluer la longueur de glissement qui permettrait d'obtenir une réduction de traînée de 50 % : on trouve alors, en prenant pour le nombre de Reynolds une valeur typique de  $Re = 4.10^5$ , une longueur  $b_{Hen,50\%} \approx 250$   $\mu$ m, ce qui est bien plus grand que les valeurs rapportées lors des mesures de longueur de glissement sur des surfaces texturées ayant des caractéristiques comparables.

La principale différence entre les surfaces utilisées par Henoch *et al.* et les surfaces de cuivres rendues superhydrophobes étudiées dans ce chapitre est la rugosité du solide ; en effet, les reliefs obtenus par la microstructuration des substrats de silicium dans [56] sont à la fois réguliers, et plus profonds que ceux obtenus par dépôt d'argent sur les plaques de cuivre. De plus, l'approche théorique proposée plus haut, qui consiste à introduire une longueur de glissement dans le calcul de la force de dissipation visqueuse, ne permet pas de comprendre les importantes réductions de

traînée rapportées. Il semble donc qu'un simple revêtement superhydrophobe des surfaces ne suffit pas pour obtenir une réduction de traînée spectaculaire, et qu'une grande qualité de la surface en termes de régularité de la rugosité est également nécessaire.

Gogte *et al.* se sont également intéressés à l'effet d'un revêtement superhydrophobe sur la force de traînée hydrodynamique. Leurs travaux consistent en une mesure de la traînée s'exerçant sur un profil d'aile d'avion (profil de Joukovsky) de corde  $L_J = 4,3$  cm, de largeur  $h_J = 3,2$  cm et d'épaisseur  $e_J \approx 1$  cm immergé dans un écoulement, selon que celui-ci est rendu ou non superhydrophobe [57]. La méthode d'obtention du caractère superhydrophobe consiste à coller sur l'objet du papier de verre, de rugosité connue (8 ou 15  $\mu\text{m}$ ), et sur lequel est déposé un film aerogel hydrophobe. La réduction de traînée totale reportée diminue de 18 à 2% lorsque le nombre de Reynolds de l'écoulement (calculé sur la taille  $L_J$ ) augmente de 1500 à 11000. Ne pouvant pas déterminer les tailles typiques  $\lambda$  et  $\Lambda$  des rugosités, on ne peut évaluer la longueur de glissement ni la réduction de traînée auxquelles on peut s'attendre avec de telles surfaces. Néanmoins, on peut noter que la diminution du coefficient de traînée avec le nombre de Reynolds rapportée par Gogte *et al.* est en contradiction avec l'augmentation attendue lorsque l'interface liquide est plane (équation 2.26). Cette évolution expérimentale peut cependant trouver son explication dans la probable déformation de l'interface liquide. En effet, il est probable que la rugosité de la surface soit progressivement envahie par le liquide sous l'action de la pression hydrodynamique (qui augmente avec le nombre de Reynolds comme  $\text{Re}^2$ ), intrusion associée à une réduction de la longueur de glissement.

Ici encore, on peut évaluer la longueur de glissement nécessaire pour obtenir une réduction de traînée de 18% lorsque  $\text{Re} = 1500$ , au moyen de l'équation 2.26; on trouve alors  $b_{\text{Gog},18\%} \approx 70 \mu\text{m}$ . Cette longueur de glissement est encore très grande par rapport aux quelques micromètres qui ont pu être mesurés en général sur des surfaces superhydrophobes [40]. Il faut également ajouter que la réduction de traînée mesurée par Gogte est une réduction de traînée totale. En conséquence, si l'on fait l'hypothèse que seule la traînée de frottement est affectée par la présence de glissement, alors la réduction de traînée pour cette seule contribution dépasse largement la gamme de 2 à 18%, et le raisonnement suivi ci-dessus imposerait l'existence d'une longueur de glissement beaucoup plus élevée, ce qui paraît assez invraisemblable.

Les résultats des deux études citées ci-dessus, non confirmés par des publications ultérieures, semblent donc indiquer que la réduction de traînée induite par la présence d'air piégé sur la surface solide n'est pas seulement liée aux propriétés de mouillage de la surface, mais qu'elle dépendrait également de la configuration

géométrique de l'écoulement, de la qualité de la surface ainsi que de la robustesse de la couche d'air piégée vis à vis de l'intrusion des ménisques. Notons que ces dépendances rendraient plus difficile l'accès à une réduction de traînée et notamment du point de vue de l'ingénierie de surface, puisque la simple application d'un revêtement superhydrophobe ne suffit pas pour obtenir une réduction de traînée notable sur un corps solide immergé.

## 2.4 Perspectives

### 2.4.1 Friction en turbulence développée

En dépit de quelques mesures tirées de la littérature montrant une réduction de traînée, les expériences que nous avons mené ont montré que l'on n'obtient pas de réduction de friction sur des solides superhydrophobes immergés en régime inertiel laminaire, pas plus qu'un décalage du seuil de transition laminaire-turbulent dans la couche limite. Néanmoins, il faut noter que la traînée de frottement, et en particulier l'influence sur celle-ci de la présence d'air sur la surface solide, n'ont pas pu être mesurées en régime complètement turbulent. Il serait pourtant intéressant de pouvoir accéder à ce régime; en effet, de récentes études théoriques [58–60] laissent entrevoir en écoulement turbulent une importante modification de la traînée de frottement en présence de glissement sur la surface.

On ne peut pas envisager d'accéder au régime turbulent avec le dispositif de mesure de traînée de frottement présenté plus haut. En effet, bien que la transition vers la turbulence dans la couche limite ait pu être observée pour les plaques les plus longues, il faudrait, pour obtenir une couche limite complètement turbulente, disposer soit d'un écoulement beaucoup plus rapide, soit étudier la force de frottement sur des plaques environ un ordre de grandeur plus longues que les plus grandes étudiées dans la présente étude, ce qui implique de pouvoir traiter en laboratoire des objets métriques. Ces limitations expérimentales conduisent à envisager, pour une étude ultérieure, des écoulements fermés, tels que par exemple l'écoulement de Von Kàrmàn, qui consiste à mettre en mouvement le fluide contenu dans un cylindre au moyen de deux disques contrarotatifs immergés situés au voisinage des bases du cylindre. Une étude expérimentale, inspirée des travaux de Mordant *et al.* [61], mettant en œuvre de tels écoulements et permettant d'accéder à la friction en turbulence développée, est envisagée. Au cours de l'expérience, la mesure conjointe de la vitesse de rotation des disques et du couple exercé par le fluide sur ceux-ci pourrait permettre de caractériser le mode de transfert d'énergie entre les parois des disques et le liquide, selon que ceux-ci sont ou non couverts par un film d'air piégé. Cette approche devrait nous permettre de conclure quant à la

possibilité d'obtenir une réduction de traînée sur nos surfaces superhydrophobes dans les différents régimes d'écoulement. Seule restera alors à élucider la divergence de résultats observée avec les surfaces superhydrophobes différentes de Henoach *et al.* et de Gogte *et al.*

### 2.4.2 Traînée de vagues et surfaces superhydrophobes

#### i Interaction objet-interface : traînée de vagues

Toutes les mesures de force décrites jusqu'à présent ont été réalisées pour des objets (sphères, plaques) complètement immergés dans l'écoulement. Lors de l'immersion partielle d'un solide dans un écoulement, une nouvelle contribution apparaît dans la force de traînée totale qu'il subit : la *traînée de vagues ou d'interface*  $F_v$ , associée à la déformation de l'interface liquide-gaz au voisinage de l'objet et la création d'un système d'ondes autour celui-ci. Lorsqu'on observe de tels systèmes d'ondes autour de plaques partiellement immergées, et plus particulièrement la différence d'amplitude de ces ondes selon que la plaque est mouillante ou superhydrophobe (photographies de la figure 2.11), on peut penser que la valeur de la traînée de vagues va être affectée par la condition de raccordement de l'interface liquide sur les parois solides, elle-même imposée par la mouillabilité des plaques.

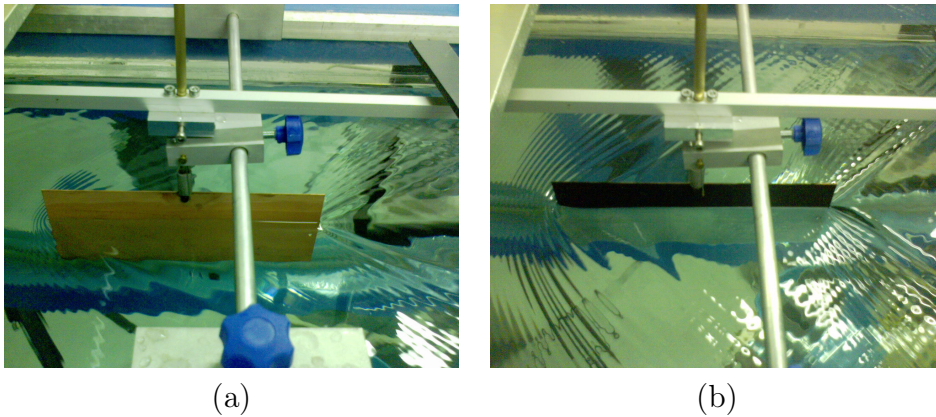


Fig. 2.11: Ondes créées autour de plaques de 20 cm de longueur, mouillante (a) et superhydrophobe (b), immergées de 7cm dans un écoulement de vitesse  $U = 0,46\text{m/s}$ . On distingue nettement que la déformation de l'interface eau-air au voisinage de la plaque superhydrophobe et l'amplitude des ondes créées est plus importante que dans le cas d'une plaque mouillante.

Lorsqu'une plaque de dimensions  $e \times L \times h$  est enfoncée d'une hauteur  $E$  dans un écoulement ( $0 < E < h$ ), la traînée totale  $F(e,E,L,U)$  qu'elle subit dépend



de l'enfoncement de la plaque. En effet, on peut décomposer cette force en trois contributions distinctes : les traînées de forme et de frottement déjà présentées plus haut et la traînée de vagues, qui ne dépend pas *a priori* de l'enfoncement  $E$  :

$$F(e, E, L, U) = F_{fo}(e, L, U) + F_{fr}(E, L, U) + F_v(e, L, U) \quad (2.28)$$

Des expériences préliminaires de mesure de traînée de vagues ont été réalisées,

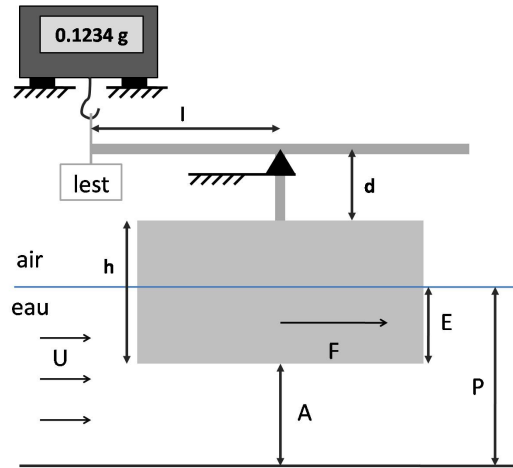


Fig. 2.12: Dispositif de mesure de forces de traînée sur une plaque partiellement immergée. On introduit ici la profondeur  $P$  du canal, l'enfoncement  $E$  de la plaque et la distance  $A$  entre le bas de la plaque et le fond du canal.

utilisant le dispositif de mesure de force et les plaques mouillantes et superhydrophobes présentés plus haut (partie 2.3.1). Afin de faire varier l'enfoncement des plaques, la longueur  $d$  du bras vertical du levier a été modifiée. Ainsi, la force totale  $F(e, E, L, U)$  qui s'applique à une plaque partiellement immergée peut être déduite de la masse affichée par la balance au moyen de l'expression 2.16, où cette fois  $D$  est la distance séparant l'axe  $\Delta$  du centre de la partie immergée de la plaque. D'après les notations de la figure 2.12 présentant le nouveau dispositif expérimental, on a

$$D = d + h - \frac{E}{2}. \quad (2.29)$$

Au cours de l'expérience, le ménisque qui raccorde l'interface eau-air à la plaque rend la mesure directe de l'enfoncement assez peu précise ;  $E$  a donc été évalué en mesurant la profondeur du canal  $P$  et la distance  $A$  entre le bas de la plaque et le fond du canal, puisque  $E = P - A$ .

Tout comme il était nécessaire d'éliminer les traînées de forme et traînée due à la tige pour extraire la traînée de frottement dans la partie 2.3.2, il faut ici

isoler la traînée de vague des autres contributions dans la force totale mesurée. Afin d'y parvenir, on peut suivre le raisonnement suivant pour chaque plaque, sous l'hypothèse d'une traînée de vagues indépendante de l'enfoncement. On a vu précédemment (2.14a et 2.14c) que les traînées de forme et de frottement qui s'appliquent sur une plaque sont proportionnelles à la hauteur de la partie immergée de la plaque; on peut donc définir les grandeurs  $f_{fo}(e, U)$  et  $f_{fr}(L, U)$ , respectivement les traînées de forme et de frottement par unité de hauteur immergée. Ainsi, si l'on mesure, pour une plaque donnée,  $F_1(e, E_1, L, U)$  et  $F_2(e, E_2, L, U)$  les traînées totales correspondant à deux valeurs distinctes de l'enfoncement, on a

$$F_1(e, E_1, L, U) = F_v(e, L, U) + E_1 \times (f_{fo}(e, U) + f_{fr}(L, U)) , \quad (2.30a)$$

$$F_2(e, E_2, L, U) = F_v(e, L, U) + E_2 \times (f_{fo}(e, U) + f_{fr}(L, U)) . \quad (2.30b)$$

La traînée de vague est alors donnée par l'expression suivante, obtenue en combinant les équations 2.30a et 2.30b :

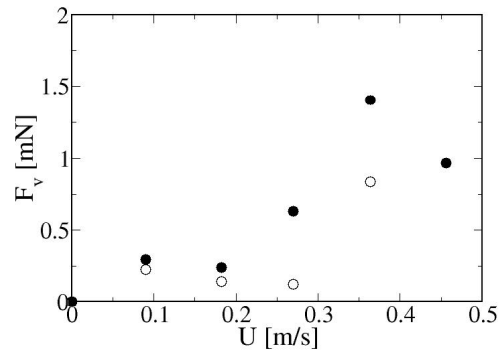
$$F_v(e, L, U) = F_2 - (F_2 - F_1) \times \left( \frac{E_2}{E_2 - E_1} \right) . \quad (2.31)$$

Ainsi, en mesurant la force de traînée totale qui s'applique sur chaque plaque en fonction de la vitesse de l'écoulement, et cela pour deux valeurs différentes de l'enfoncement, on peut déduire l'évolution de la traînée d'interface en fonction de  $U$ , pour chaque longueur de plaque et chaque état de surface.

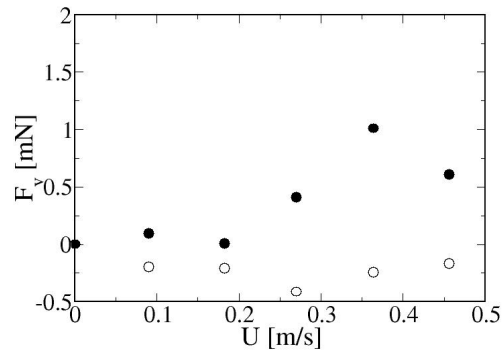
## ii Résultats expérimentaux

Les évolutions avec la vitesse de la traînée de vague subie par les plaques de mouillabilités et de longueurs différentes ont été mesurées en suivant le protocole ci-dessus, et sont présentées sur la figure 2.13. Cette expérience préliminaire de mesures de forces de traînée ne donne que des résultats qualitatifs. En effet, il est important de noter que les forces totales mesurées sur les plaques partiellement immergées sont de l'ordre de quelques dizaines de millinewtons, ordre de grandeur situé dans la partie basse de la gamme de mesure du dispositif utilisé. Or, on isole ici des variations de la seule traînée de vagues, qui ne représente qu'une faible proportion (quelques pourcents) de la mesure totale, d'où une assez mauvaise précision pour les mesures effectuées. Il ressort néanmoins de ces résultats que la traînée due à l'interaction objet-interface est systématiquement plus importante dans le cas de surfaces superhydrophobes que pour des plaques mouillantes, et que les différences observées entre plaques mouillantes et plaques superhydrophobes sont d'autant plus marquées que la longueur des plaques est importante.

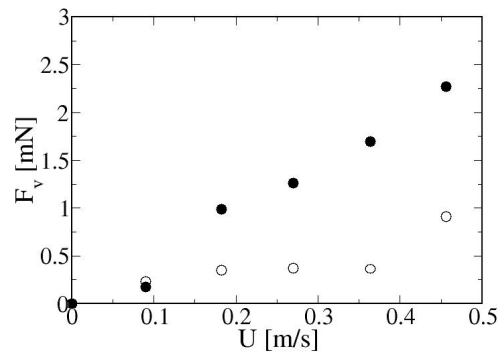
On identifie deux origines possibles pour l'augmentation de la traînée due à l'interface lorsqu'on passe d'une plaque hydrophile à une plaque superhydrophobe :



(a)



(b)



(c)

Fig. 2.13: Évolutions des traînées de vagues en fonction de la vitesse de l'écoulement pour des plaques mouillantes ( $\circ$ ) et superhydrophobes ( $\bullet$ ) de différentes longueurs :  $L_1 = 2\text{ cm}$  (a),  $L_2 = 10\text{ cm}$  (b) et  $L_3 = 20\text{ cm}$  (c)

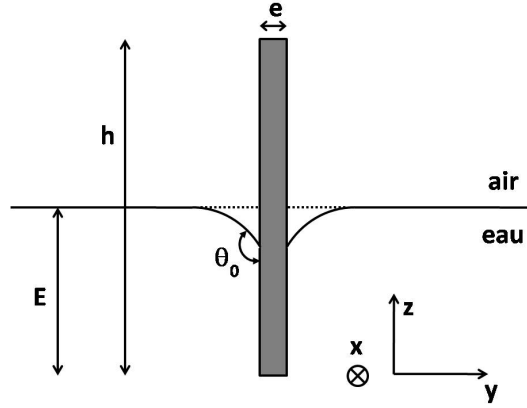


Fig. 2.14: Représentation en coupe verticale transverse d'une plaque superhydrophobe ( $\theta_0 > 120^\circ$ ) partiellement immergée. Le ménisque qui raccorde l'interface eau-air à la plaque est situé sous le niveau moyen de l'interface (ligne pointillée).

d'une part la contribution du ménisque à la force mesurée, et d'autre part la plus forte dissipation d'énergie dans la création d'ondes de surface lorsque l'amplitude des ondes créées est plus grande. Concernant le ménisque, l'angle de contact statique inférieur à  $90^\circ$  formé par l'eau sur une plaque hydrophile implique que le raccordement de l'interface sur la paroi se fait au-dessus du niveau moyen de l'interface ; au contraire, dans le cas d'une plaque superhydrophobe (figure 2.14), le ménisque est situé au-dessous de l'interface. Dans ce dernier cas, « l'intrusion » du ménisque dans l'écoulement autour de la plaque peut constituer un obstacle à l'écoulement, d'où une contribution de type « traînée de forme » qui s'appliquerait à la plaque. On peut évaluer la contribution du ménisque dans la force de traînée d'interface, en considérant la force de pression hydrodynamique qui s'applique sur la surface transverse délimitée par le ménisque et le niveau moyen de l'interface (*i.e.* entre le ménisque et la ligne pointillée sur le schéma de la figure 2.14). Si l'on considère la section transverse du ménisque comme un arc de cercle de rayon typique égal à la longueur capillaire  $l_c$  qui se raccorde au solide avec un angle  $\theta_0$  de  $180^\circ$ , alors la surface placée dans l'écoulement est égale à

$$S_{\perp,menisque} = 2l_c^2(1 - \pi/4). \quad (2.32)$$

La traînée de forme associée à cette « surface transverse ajoutée » s'écrit donc

$$F_{v,menisque} \approx \frac{1}{2}\rho l_c^2(1 - \frac{\pi}{4})U^2. \quad (2.33)$$

L'application numérique pour une plaque superhydrophobe partiellement immergée dans un écoulement d'eau ( $\rho = 1000 \text{ kg/m}^3$ ) de vitesse  $U = 1 \text{ m/s}$ , et avec

une longueur capillaire  $l_c = 2$  mm donne l'ordre de grandeur de la contribution du ménisque, soit environ 1 millinewton, ce qui correspond à l'ordre de grandeur des écarts de traînée de vagues mesurés entre les plaque hydrophiles et superhydrophobes.

On peut remarquer que cette contribution du ménisque reste dans tous les cas très faible par rapport aux autres composantes de la traînée totale qui s'applique sur l'objet. En effet, on voit par exemple que le rapport de la traînée de vagues (équation 2.33) et de la traînée de forme (équation 2.14a) est très faible, puisqu'il s'exprime typiquement comme  $l_c^2/S_\perp$ , où  $S_\perp$ , surface transverse de l'objet dans l'écoulement est très supérieure à  $l_c^2$ .

L'augmentation de l'amplitude des ondes créées à l'interface, que l'on a pu observer visuellement dans le cas de surfaces superhydrophobes, est également en accord avec la modification de la traînée due à l'interface. Cette contribution des ondes de surfaces à la traînée de vagues est à creuser ; on pourra notamment explorer plus en détail le lien entre la traînée associée au système d'ondes avec la longueur de l'objet immergé, et s'intéresser aussi à l'effet éventuel de la mouillabilité sur les caractéristiques de la « vague d'étrave » qui se crée sur l'avant de la plaque partiellement immergée [62, 63], et sur la force de traînée associée.

Au vu de ces résultats préliminaires intéressants, il est donc prévu de développer et poursuivre les mesures de traînée d'interface et de les associer à des mesures de la déformation de l'interface liquide autour de l'objet partiellement immergé ; l'évolution de ces grandeurs en fonction des différents paramètres tels que la vitesse de l'écoulement, les dimensions et la mouillabilité des plaques fera ainsi l'objet d'études ultérieures.

## 2.5 Conclusion

Tout au long de ce chapitre, nous avons essayé de mettre en évidence l'effet éventuel d'un traitement superhydrophobe appliqué à un objet solide sur la force de traînée que ce dernier subit dans un écoulement à haut nombre de Reynolds. Des mesures comparatives de forces de traînée sur des sphères (superhydrophobes ou non) ont dans un premier temps permis de montrer que l'influence du gaz piégé autour des surfaces superhydrophobes n'affecte pas la valeur du coefficient de traînée de plus de 5%.

Dans un deuxième temps, en isolant la contribution du frottement visqueux dans les mesures de forces de traînée sur des plaques, nous avons pu montrer que l'effet d'un tel traitement sur la seule traînée de frottement ne dépasse pas les 8%. Toutes ces mesures de forces de traînée sur des objets superhydrophobes complètement immergés montrent donc que ceux-ci ne peuvent être considérés — du point de

---

vue de la friction avec le liquide — comme des bulles indéformables, et ce malgré la présence d'une couche de gaz qui enveloppe l'objet. La comparaison des résultats de cette étude et des résultats contradictoires issus de la littérature, qui rapportent une réduction importante de la traînée hydrodynamique, indique de plus que le caractère superhydrophobe des surfaces ne suffit pas pour obtenir une réduction de traînée. Il semble que l'obtention d'un tel effet est liée à la qualité des surfaces superhydrophobes, ou encore à la configuration de l'écoulement. Toutefois, les mécanismes qui mènent à cette réduction de traînée nécessitent encore un effort de compréhension.

Enfin, des expériences préliminaires considérant des plaques partiellement immergées ont semblé indiquer que la traînée de vagues, associée à la création d'un système d'ondes sur l'interface eau-air autour de la « ligne de flottaison » des plaques, dépend de la condition de raccordement de l'interface sur la paroi solide. Ce résultat permet donc d'envisager un effet de la mouillabilité sur l'écoulement lorsqu'une ligne de contact triple est mise en jeu.



## Chapitre 3

# Entraînement de cavité à l'impact d'une sphère sur une interface liquide-gaz

*Au cours de ce chapitre, nous présentons une étude expérimentale du phénomène de création de cavité d'air qui peut survenir lorsqu'une sphère solide plonge dans un liquide. Dans de telles situations d'impact, une évaluation naïve des différentes contributions mises en jeu suggère que l'inertie prédomine a priori sur la dissipation visqueuse qui intervient dans le liquide, ainsi que sur les forces associées aux phénomènes de surface. Aussi, la viscosité et la tension de surface du liquide, tout comme la mouillabilité de la surface solide ne sont pas attendues comme des paramètres pertinents pour décrire le comportement général du liquide à l'impact. Pourtant, les expériences montrent que la création de cette cavité est intimement liée à ces trois grandeurs. Ces résultats inattendus sont ensuite rationalisés en termes de mouillage forcé du liquide sur la sphère.*

Au chapitre précédent, nous avons mené une exploration du couplage éventuel entre les propriétés de surface et l'hydrodynamique macroscopique par des mesures de forces de traînée s'appliquant sur des solides immergés. Tant dans le cas d'objets sphériques que de plaques, ces expériences ne montrent aucun effet notable d'un revêtement superhydrophobe sur la traînée hydrodynamique. Outre les différentes questions posées par ces résultats, les expériences préliminaires effectuées sur des objets partiellement immergés suggèrent néanmoins une voie possible de couplage entre la mouillabilité du solide et l'hydrodynamique macroscopique : la présence d'une ligne triple. Cette constatation nous a conduits à nous intéresser, dans la suite de ce travail, à deux configurations mettant en présence trois phases distinctes — solide-liquide-gaz. Dans ce chapitre, nous considérons des situations d'impact



de sphères macroscopiques — ici centimétriques — sur une interface liquide-gaz.

### 3.1 *État de l'art et observations préliminaires*

Probablement de par la simplicité de mise en œuvre des expériences associées... et la complexité des phénomènes observés, le problème de l'impact d'un solide dans un liquide n'a pas attendu le XXI<sup>e</sup> siècle pour solliciter l'attention des physiciens. Aussi, nous rappelons brièvement ici l'historique des études d'impacts de sphères dans un liquide.

#### 3.1.1 *Une histoire ancienne*

On ne peut commencer ce chapitre sans se référer aux études pionnières d'impacts de sphères réalisées dès la fin du XIX<sup>e</sup> siècle par A.M. Worthington [64]. En envoyant dans l'eau des sphères tantôt lisses, tantôt rugueuses, celui-ci a pu observer deux comportements typiques de l'interface liquide-gaz au cours de l'impact, et ce malgré l'absence des moyens de visualisation rapides d'aujourd'hui. Dans le premier cas, l'interface se referme derrière la sphère au cours de l'impact, et cette dernière se retrouve encapsulée par le liquide. Dans la deuxième situation observée, l'interface liquide-gaz se creuse au passage de la sphère solide, à tel point qu'une cavité d'air macroscopique se crée derrière l'objet. Dans ce dernier cas, la sphère descend dans le liquide en entraînant dans son sillage une poche d'air. N'ayant *a priori* observé de cavité gazeuse qu'avec les billes rugueuses, Worthington a dans un premier temps associé l'entraînement de cavité à la rugosité de la surface solide, les impacts au cours desquels une — resp. aucune — cavité était créée étant alors qualifiés d'impacts « rugueux » — resp. impacts « lisses ».

Par des travaux ultérieurs [65–67], il a été démontré que la vitesse d'impact joue également un rôle dans l'entraînement d'air : en réalité, pour chaque sphère, une cavité est créée lorsque la vitesse d'impact est suffisamment élevée, et l'on peut au contraire observer un « impact lisse » lorsque la sphère entre dans le liquide à basse vitesse. Le lien avec les premières observations a pu être fait en identifiant la rugosité de la sphère comme un paramètre qui abaisse la vitesse de transition entre les deux types d'impacts. Quelques décennies plus tard, E.G. Richardson [68], tirant parti de ces résultats, a pu étudier l'influence de la cavité sur la dynamique de l'objet impactant, et plus particulièrement sur sa vitesse de pénétration dans le liquide après l'impact, volet que nous n'aborderons pas dans la présente étude.

#### 3.1.2 *Un effet de mouillabilité inattendu*

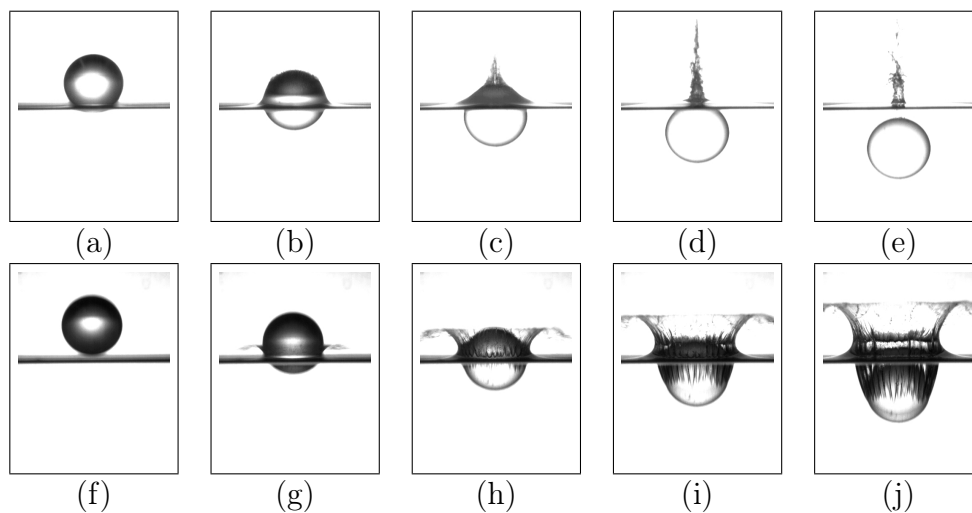
Mise à part l'étude de Worthington, qui tient compte de l'état de surface de l'objet impactant au travers de sa rugosité, aucune étude ne s'est intéressée à

l'influence des propriétés de surface du solide impactant. En particulier, l'effet d'une modification de la nature chimique de la surface n'a jamais été exploré. On peut comprendre cela en considérant le cas typique d'une sphère de verre mouillante ( $\theta_0 = 10^\circ$ ), de diamètre  $D = 2,54$  cm qui plonge dans l'eau à la vitesse  $U = 5$  m/s (*cf.* chronophotographie, figure 3.1a–e). Les nombres de Reynolds et de Weber associés à cette situation macroscopique peuvent être évalués :

$$\text{Re} = \frac{\rho U D}{\eta_L} \approx 1,2 \cdot 10^5, \quad (3.1)$$

$$\text{We} = \frac{\rho U^2 D}{\gamma} \approx 9 \cdot 10^3. \quad (3.2)$$

Ces deux nombres sans dimension comparent respectivement les effets d'inertie aux effets de viscosité et de capillarité. Les valeurs élevées trouvées ici suggèrent donc que les forces d'inertie sont dominantes dans ce problème d'impact, et c'est pourquoi on ne s'attend pas naturellement à voir une modification de l'impact lorsque les énergies de surface mises en jeu ou la viscosité du liquide sont modifiées. La situation expérimentale est pourtant bien plus surprenante. Nous comparons



*Fig. 3.1:* Chronophotographies d'impacts de sphères hydrophile ( $\theta_0 = 10^\circ$ , a–e) et hydrophobe ( $\theta_0 = 115^\circ$ , f–j) sur une interface eau-air. Dans les deux cas, la sphère a pour diamètre 25,4 mm et touche l'interface à la vitesse de 5 mètres par seconde. L'intervalle de temps qui sépare deux images successives d'une même séquence est de 1,4 millisecondes.

sur la figure 3.1 les impacts dans l'eau de deux sphères de même diamètre et de même vitesse, l'une étant hydrophile (3.1a–e) et l'autre hydrophobe (3.1f–j) : alors

que le liquide enveloppe totalement la sphère mouillante au cours de l'impact, une cavité est créée par la sphère hydrophobe !

De cette observation inattendue, on peut déduire que les propriétés de mouillage de la surface solide impactante ont un rôle essentiel dans la création d'une cavité à l'impact, contrairement à ce que laissait présager l'analyse des ordres de grandeur effectuée plus haut au moyen des nombres sans dimension. La pertinence de cette analyse étant mise en défaut en ce qui concerne la mouillabilité des sphères, une exploration plus systématique de l'influence des différents paramètres mis en jeu a donc été lancée\*.

## 3.2 Mesures du seuil de création de cavité

Pour mener une étude quantitative de la création de cavité à l'impact, nous avons mesuré la vitesse seuil de création de cavité, décrite plus haut et illustrée par la figure 3.2, pour chacun des différents systèmes solide-liquide-gaz étudiés. Avant de présenter les résultats expérimentaux obtenus, nous décrivons le dispositif utilisé ainsi que le protocole de mesure suivi.

### 3.2.1 Description de l'expérience d'impacts

L'investigation du seuil de création de cavité d'air à l'impact a été réalisée au moyen du dispositif représenté sur la figure 3.3 : celui-ci consiste en une cuve parallélépipédique contenant la phase liquide, au-dessus de laquelle la sphère solide étudiée est lâchée. On observe le comportement de l'interface liquide-gaz à l'impact au moyen d'une caméra rapide — 800 à 2000 images par seconde — en incidence horizontale et d'un dispositif d'éclairage par l'arrière.

Les sphères étant lâchées sans vitesse initiale d'une hauteur  $H$  au-dessus de l'interface, la vitesse d'impact est donnée par la vitesse de chute libre de la sphère sous l'action de son poids, le frottement avec l'air étant négligé ( $g$  est ici l'accélération de la pesanteur) :

$$U = \sqrt{2gH}. \quad (3.3)$$

Une fois que l'impact a eu lieu, la vitesse d'impact est déterminée plus précisément *a posteriori* par une analyse d'image à partir de l'enregistrement vidéo. Pour un système solide-liquide-gaz donné, l'observation du comportement de l'interface — création ou non de cavité — pour les différentes vitesses d'impact permet d'encadrer la vitesse de transition  $U^*$ .

---

\*. Le paramètre rugosité, déjà étudié par Worthington, n'a pas été repris et nous n'avons utilisé que des sphères lisses.

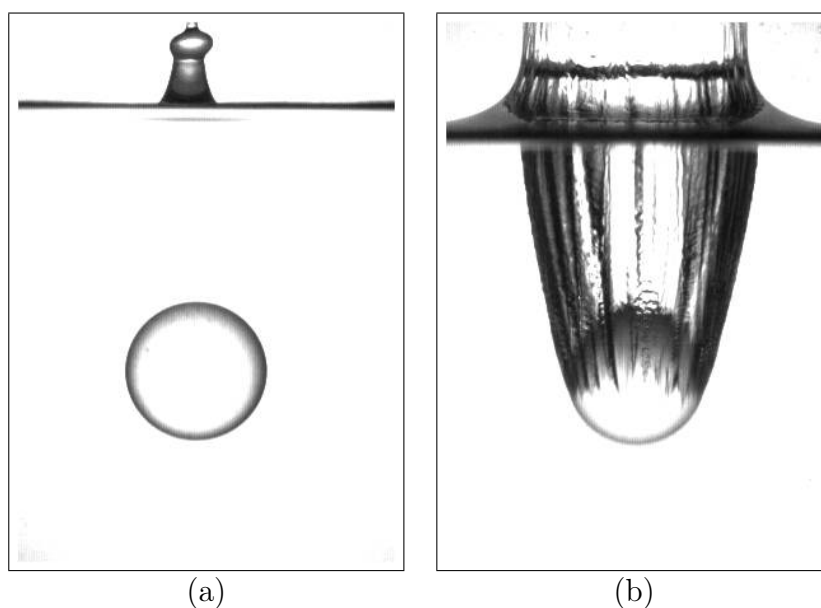


Fig. 3.2: Impacts d'une sphère hydrophobe ( $\theta_0 \approx 115^\circ$ ) lancée à la vitesse  $U = 2,4$  m/s (a) ou  $U = 5,0$  m/s (b) sur une interface eau-air. Pour ce système, la vitesse seuil  $U^*$  qui sépare le domaine des basses vitesses dans lequel aucune cavité n'est créée du domaine de création de cavité à l'impact aux grandes vitesses d'impact, est comprise entre 2,4 et 5,0 mètres par seconde.

Au cours de cette étude, les paramètres qui ont été modifiés sont principalement la mouillabilité de la surface solide des sphères, évaluée par l'angle de contact statique  $\theta_0$ , mais également leur taille, la tension de surface  $\gamma$  et la viscosité  $\eta_L$  de la phase liquide, ainsi que la nature et la pression  $P$  du gaz environnant.

### 3.2.2 Résultats expérimentaux

Les différents paramètres, et leur influence sur le seuil d'entraînement de cavités, ont été étudiés indépendamment les uns des autres. Ainsi, l'effet des propriétés des sphères (mouillabilité, taille) sur la vitesse seuil  $U^*$  est étudié dans un premier temps, les propriétés du liquide et du gaz étant fixées. Les propriétés physiques du liquide (viscosité, tension de surface) sont ensuite modifiées, à mouillabilité et propriétés du gaz fixées. Dans un troisième et dernier volet, la nature et la pression du gaz environnant sont à leur tour changées pour quantifier leur influence sur le seuil d'entraînement, à mouillabilité du solide et propriétés du liquide constantes.

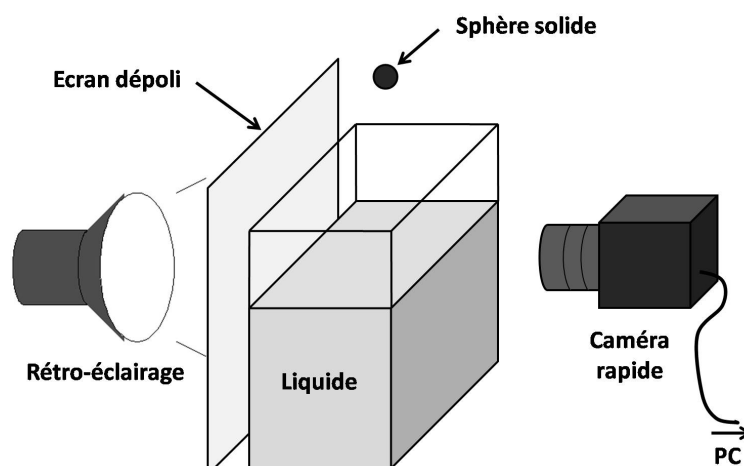


Fig. 3.3: Dispositif expérimental permettant l'observation de l'interface liquide-gaz lors de l'impact d'une sphère solide.

#### *i Influence de la mouillabilité sur le seuil d'entraînement*

Une large gamme de mouillabilité a pu être atteinte, par l'utilisation de billes de verre, d'aluminium ou d'acier, dont la surface est native ou a subi un traitement chimique la rendant plus ou moins hydrophobe. Un soin particulier a été porté à l'élaboration de surfaces de mouillabilité bien contrôlée, et l'on pourra trouver dans l'annexe A (p.135) le détail des protocoles de traitement. Les sphères impactantes ont des diamètres variables, dans la gamme 7–25,4 mm. Il est important de noter que les sphères utilisées dans cette étude sont toutes des sphères de précision, dont la rugosité de surface est submicrométrique. Ainsi, l'effet de la rugosité de surface sur la création de cavité à l'impact, mis en évidence par Worthington [64], n'a pas pu parasiter les mesures.

Les vitesses seuils mesurées en fonction de la mouillabilité des sphères dans le cas d'impacts sur une interface eau-air à pression atmosphérique sont présentées sur la figure 3.4. L'ensemble des points expérimentaux définit une frontière entre le domaine d'entraînement de cavité d'air aux plus hautes vitesses et le domaine au sein duquel aucune cavité n'est créée par la sphère à l'impact, correspondant aux vitesses les plus basses. L'information majeure que l'on peut tirer de ces résultats, et qui vient confirmer les observations préliminaires, est la forte dépendance du seuil d'entraînement avec la mouillabilité des sphères. Ainsi, si une sphère hydrophile doit impacter la surface de l'eau à plus de 7 mètres par seconde pour entraîner de l'air à l'impact, une bille parfaitement non mouillante va, au contraire, créer systématiquement une cavité à l'impact, comme on le voit sur la figure 3.4 où les vitesses seuils tendent à s'annuler lorsque l'angle de contact tend vers  $180^\circ$ .

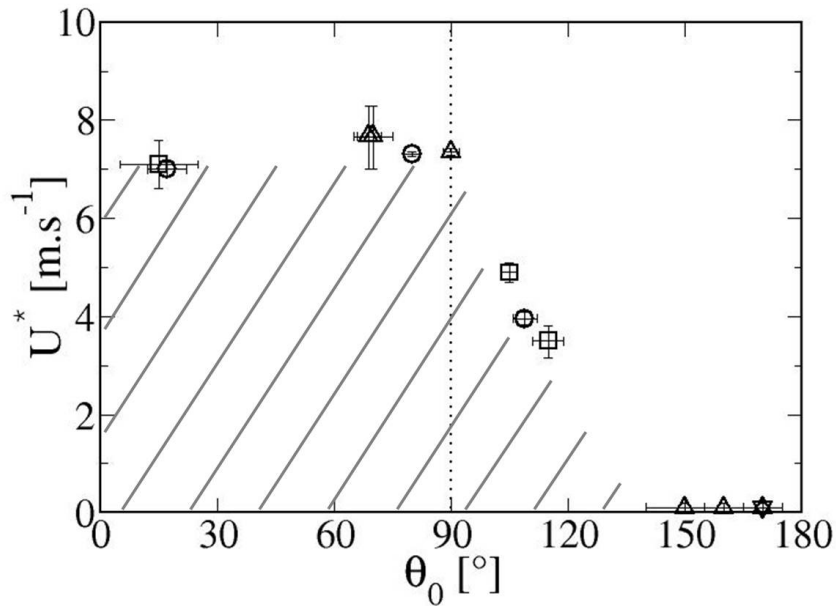


Fig. 3.4: Vitesses seuils  $U^*$  de création de cavité gazeuse à l'impact de sphères sur une interface eau-air, en fonction de l'angle de contact statique  $\theta_0$  formé par une goutte d'eau sur la surface solide. Les sphères impactantes ont pour diamètres 25,4 mm (□), 20 mm (▽), 15 mm (○), et 7 mm (△). Les vitesses seuils mesurées séparent le domaine des hautes vitesses, pour lesquelles une cavité est créée, du domaine des basses vitesses (zone hachurée), où le liquide enveloppe complètement la sphère à l'impact. La ligne verticale pointillée  $\theta_0 = 90^\circ$  indique la frontière entre les surfaces mouillantes et non mouillantes.

Si l'on observe plus finement l'évolution de  $U^*$  avec  $\theta_0$ , on voit en outre que le seuil n'est pas ou peu affecté dans la gamme d'angle de contact 0–90°, et que l'influence de la mouillabilité se fait fortement sentir pour  $\theta_0 > 90^\circ$ .

En se focalisant maintenant sur la taille des sphères étudiées, on voit que tous les points expérimentaux présentés sur la figure 3.4 suivent la même évolution générale, indépendamment du diamètre des sphères. Ceci semble indiquer que le seuil d'entraînement n'est pas dépendant de la taille des sphères dans la gamme explorée, mais nous n'avons pas procédé à l'étude plus poussée de ce paramètre.

À ce sujet, on peut mentionner les résultats d'expériences d'impacts de sphères superhydrophobes millimétriques [69, 70], qui ont montré que plusieurs comportements peuvent être observés à l'impact [69] : aux plus faibles vitesses d'impact, la sphère peut rester posée et osciller, voire rebondir sur l'interface, tandis qu'aux

plus grandes vitesses, l'inertie de la sphère est suffisante pour la faire plonger dans le liquide. Dans ce dernier cas, il a été montré que les sphères créent une cavité quelle que soit la vitesse d'impact [70], ce qui est conforme à nos observations.

### ii Influence des propriétés physiques du liquide

La mouillabilité des sphères ayant, comme on vient de le voir, une forte influence sur l'entraînement de cavité, ce paramètre a été fixé afin d'étudier le lien entre la position du seuil d'entraînement et les propriétés physiques du liquide. Les valeurs des tensions de surface et des viscosités des liquides purs utilisés, ainsi que les tensions de surface des mélanges eau-glycérol sont issues de la littérature [71], tandis que les viscosités des mélanges ont été mesurées au moyen d'un viscosimètre de type Ubbelohde. Dans un premier temps, cette étude a été menée avec une sphère très mouillante ( $\theta_0 \approx 10^\circ$ ).

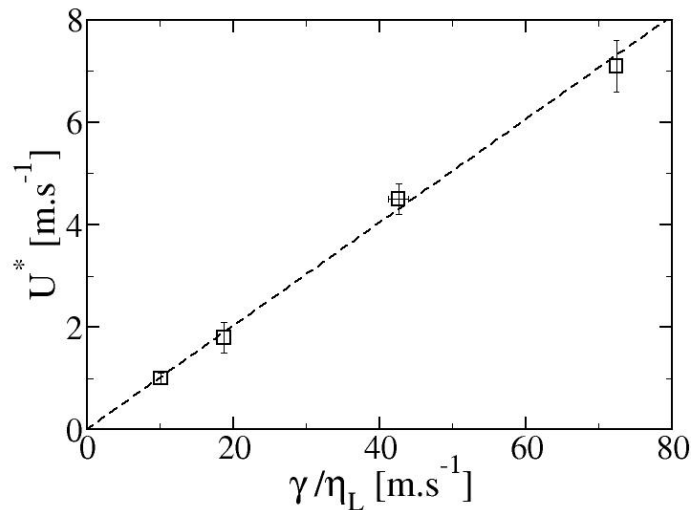


Fig. 3.5: Évolution de la vitesse seuil  $U^*$  en fonction du rapport de la tension de surface et de la viscosité du liquide impacté, à mouillabilité fixée dans le domaine hydrophile  $\theta_0 = (10 \pm 5)^\circ$ . Les liquides utilisés pour obtenir chacun des points expérimentaux sont, dans l'ordre croissant des rapports  $\gamma/\eta_L$ , l'isopropanol, l'éthanol absolu, un mélange eau-glycérol de proportions massiques 80%-20% et l'eau. Les points expérimentaux suivent l'évolution linéaire  $U^* = 0,1 \times \gamma/\eta_L$  (- - -).

Sur la figure 3.5, sont représentées les vitesses seuils d'entraînement d'air mesurées pour la sphère mouillante ( $\theta_0 \approx 10^\circ$ ) de 25,4 mm de diamètre, pénétrant dans

différents liquides (alcools, mélange eau-glycérol, eau). Alors que l'on ne s'attend pas *a priori* à ce que  $\gamma$  et  $\eta_L$  interviennent dans les mécanismes d'impact puisque  $We \gg 1$  et  $Re \gg 1$ , on observe que le seuil étudié est intimement dépendant de la nature du liquide dans lequel plonge la sphère, et varie de 1 à 7 m/s pour les liquides utilisés. Plus précisément, le tracé de  $U^*$  en fonction du rapport de la tension de surface et de la viscosité du liquide — encore appelé *vitesse capillaire* —  $\gamma/\eta_L$  indique que la vitesse seuil est fixée par la valeur du produit sans dimension ( $\eta_L U^*/\gamma$ ), qui n'est autre qu'un nombre capillaire critique et qui compare les effets de viscosité et de capillarité<sup>†</sup> :

$$Ca^* = \frac{\eta_L U^*}{\gamma}. \quad (3.4)$$

Dans le cas de sphères mouillantes, le nombre capillaire critique, donné par la pente de la droite de la figure (3.5) vaut  $Ca_{hydrophile}^* \approx 0,1$ .

On peut noter que l'influence de la masse volumique du liquide sur la position du seuil  $U^*$  n'a pas été étudiée directement. Néanmoins, on remarque que la condition  $Ca^* = \text{constante}$  suffit à aligner les points expérimentaux qui correspondent aux impacts de sphères mouillantes dans l'isopropanol ( $\rho_{isopropanol} = 785 \text{ kg/m}^3$ ), dans l'éthanol ( $\rho_{ethanol} = 789 \text{ kg/m}^3$ ), dans l'eau ou les mélanges eau-glycérol ( $\rho_{melanges} \approx \rho_{eau}$ ). Ceci semble indiquer que la masse volumique du liquide ne joue pas de rôle particulier dans l'entraînement de gaz à l'impact, sous réserve que le liquide soit moins dense que l'objet impactant bien sûr.

Au vu des différences importantes observées pour l'évolution de  $U^*$  selon que la sphère impactante est plutôt mouillante ou plutôt non mouillante, on peut se demander si cette évolution linéaire de la vitesse seuil  $U^*$  avec la vitesse capillaire est toujours valable dans le cas d'une bille hydrophobe. Aussi, il apparaît essentiel de mener également l'investigation du seuil d'entraînement d'air en fonction de la vitesse capillaire, pour un angle de contact statique fixé et supérieur à  $90^\circ$ . L'utilisation d'alcools comme l'éthanol ou l'isopropanol, de faibles tensions de surface ( $\gamma \approx 20 \text{ mN/m}$ ), ne permettant pas de conserver les propriétés non mouillantes de la surface de verre silanisé, nous avons utilisé des mélanges eau-glycérol de différentes proportions massiques en glycérol (dans la gamme 0–40 %). De cette manière, la vitesse capillaire  $\gamma/\eta_L$  a pu être modifiée de 20 à 73 m/s, la viscosité variant entre 1,0 et 3,7 mPa.s, tandis que la tension de surface est restée voisine de celle de l'eau (entre 73 et 68 mN/m). Ceci nous a ainsi permis de conserver les propriétés non mouillantes de la sphère de verre silanisée (soit  $\theta_0 = (115 \pm 3)^\circ$  pour l'ensemble des mélanges considérés).

<sup>†</sup>. Le nombre capillaire s'écrit également comme le rapport des nombres de Weber et de Reynolds :  $Ca = We/Re$ .



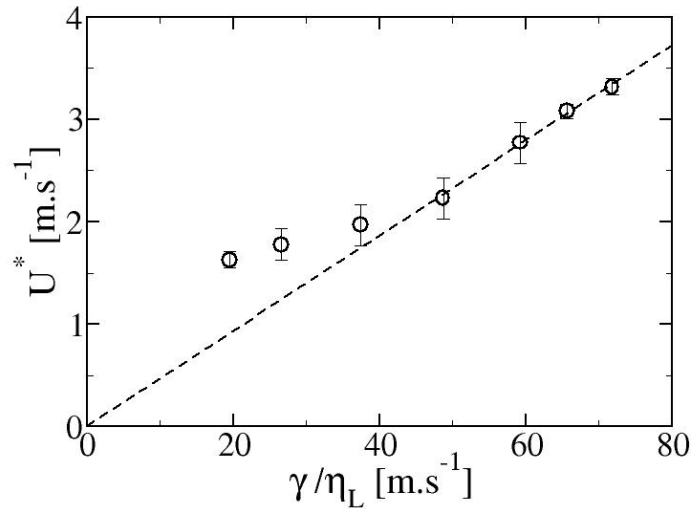


Fig. 3.6: Évolution de la vitesse seuil  $U^*$  en fonction du rapport de la tension de surface et de la viscosité du liquide, à mouillabilité fixée  $\theta_0 = (115 \pm 3)^\circ$ , pour une sphère de diamètre 25,4 mm. Les points expérimentaux séparent les domaines de création de cavité (au-dessus des points expérimentaux) et d'absence de cavité à l'impact (au-dessous des points). Pour  $\gamma/\eta_L \geq 40$  m/s, les points expérimentaux sont alignés sur la droite d'équation  $U^* = 0,046 \times \gamma/\eta_L$  (- -).

Les résultats obtenus pour la vitesse seuil de création de cavité pour la sphère hydrophobe sont présentés sur la figure 3.6. Pour des vitesses capillaires assez élevées, on observe que la loi linéaire entre  $U^*$  et  $\gamma/\eta_L$  est vérifiée, le nombre capillaire critique étant alors  $Ca^*(\theta_0 = 115^\circ) \approx 0,046$ . Aux plus faibles valeurs de la vitesse capillaire (pour  $\gamma/\eta_L \leq 40$  m/s, soit  $U_0^* \leq 2$  m/s), on peut cependant noter une légère déviation à cette évolution linéaire, le seuil d'entraînement  $U^*$  décroissant plus faiblement lorsque  $\gamma/\eta_L$  diminue. Nous reviendrons plus loin sur ce comportement.

En conclusion des expériences d'impacts menées avec différents liquides, nous avons pu observer une influence notable de la tension de surface et de la viscosité du liquide sur le seuil de création de cavité, malgré les valeurs élevées des nombres de Reynolds et de Weber. Ainsi, celles-ci suggèrent fortement que le seuil de création de cavité gazeuse est déterminé par un nombre capillaire critique  $Ca^*$  qui dépend de la mouillabilité des sphères impactantes, si l'on excepte la variation observée pour la sphère hydrophobe aux faibles vitesses capillaires. Les résultats expérimentaux sont repris sur la figure 3.7, où l'on a tracé le nombre capillaire critique en fonction de la vitesse capillaire. On observe que  $Ca^*$  est indépendant

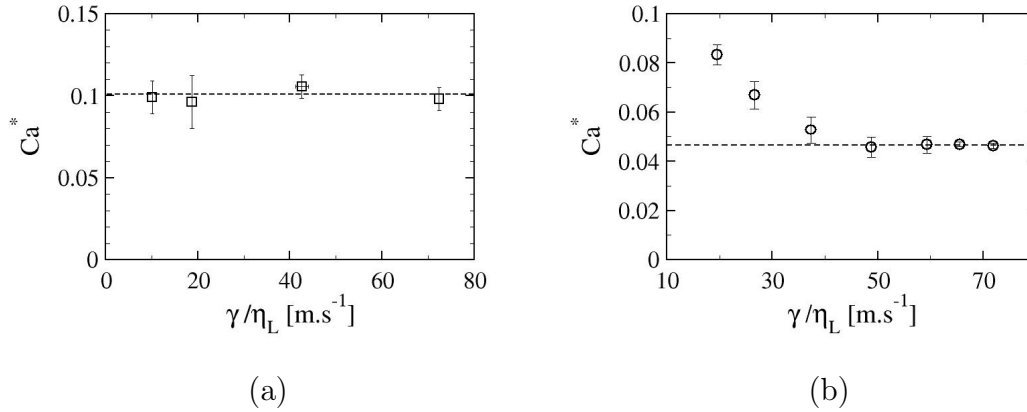


Fig. 3.7: Évolutions du nombre capillaire critique avec la vitesse capillaire dans le domaine non mouillant (a :  $\theta_0 \approx 10^\circ$ ) et dans le domaine hydrophobe (b :  $\theta_0 \approx 115^\circ$ ).

de  $\gamma/\eta_L$  dans le domaine mouillant ; dans le domaine non mouillant, le nombre capillaire critique est également constant pour les plus grandes vitesses capillaires, mais commence à varier lorsque  $\gamma/\eta_L$  est inférieur à 40 m/s.

### iii Modification de la phase gazeuse

Après avoir étudié l'influence des caractéristiques de la surface solide et de la phase liquide, il reste à étudier le comportement du seuil de création de cavité à l'impact lorsqu'on joue sur la troisième phase en présence : le gaz environnant. Dans ce but, des expériences d'impact de sphères ont été réalisées pour différentes valeurs de la pression ou de la masse molaire du gaz environnant, à mouillabilité du solide fixée, et pour une tension de surface et une viscosité du liquide constantes.

Dans ce but, la cuve contenant la phase liquide a été placée dans une enceinte hermétique à parois transparentes, pouvant supporter les dépressions et munie d'un manomètre permettant de connaître la pression ambiante à l'intérieur de l'enceinte. La hauteur réduite de cette enceinte a conduit à l'utilisation d'un dispositif de lancer de billes, la hauteur de chute libre maximale accessible dans l'enceinte (environ 20 centimètres) ne permettant pas d'atteindre des vitesses d'impact supérieures à 2 mètres par seconde par un simple lâcher sans vitesse initiale. Une représentation schématique de ce dispositif est présentée sur la figure 3.8 : la sphère est posée sur une rondelle de parafilm dont le diamètre intérieur est légèrement inférieur à celui de la sphère étudiée, de manière à pouvoir poser cette dernière sur la rondelle

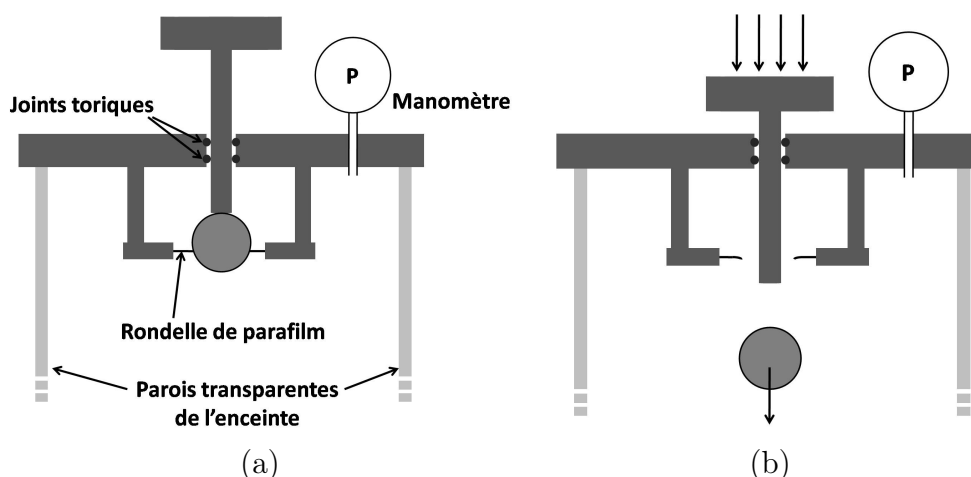


Fig. 3.8: Schémas en coupe verticale du sommet de l'enceinte hermétique et du dispositif permettant de lancer les sphères sur l'interface liquide-gaz. La sphère, initialement posée sur une rondelle déformable de parafilm (a) est lancée depuis l'extérieur de l'enceinte au moyen d'une tige rigide qui traverse le couvercle de l'enceinte : lorsque cette tige est brutalement poussée vers le bas, elle communique son mouvement à la sphère, qui peut traverser la rondelle et plonger dans la cuve de liquide (b).

sans qu'elle ne tombe au travers. Une tige verticale, traversant le couvercle de l'enceinte hermétique, est libre de coulisser verticalement, est positionnée au contact du sommet de la sphère. Le lancer s'effectue en laissant tomber un contrepois sur le sommet de la tige verticale ; la poussée exercée par la tige sur la sphère est suffisante pour lancer la sphère, qui déforme alors le diaphragme de film de paraffine et tombe en chute libre sur l'interface, avec une vitesse initiale non nulle. La vitesse d'impact de la sphère est mesurée *a posteriori* sur les images enregistrées par la caméra rapide.

Pour les mêmes raisons que lors de l'étude de l'influence des propriétés du liquide, l'investigation du seuil d'entraînement de cavités a été réalisée pour deux mouillabilités différentes, au moyen de deux sphères en verre de diamètre 25,4 mm, l'une hydrophile ( $\theta_0 \approx 10^\circ$ ), l'autre hydrophobe ( $\theta_0 \approx 115^\circ$ ) plongeant dans l'eau. Pour chacun de ces deux objets impactants, le seuil en vitesse a été recherché dans l'air (de masse molaire  $M_G(\text{air}) = 29\text{g}\cdot\text{mol}^{-1}$ ) à différentes pressions  $P$  ( $1,01\cdot 10^5$ ,  $0,61\cdot 10^5$  et  $0,34\cdot 10^5$  Pascals), ainsi que dans l'hélium ( $M_G(\text{He}) = 4\text{g}\cdot\text{mol}^{-1}$ ) à pression atmosphérique  $P = 1,01\cdot 10^5$  Pa.

Les vitesses seuils mesurées en fonction des différents environnements gazeux sont présentées en fonction de la pression environnante sur la figure 3.9 : la nature

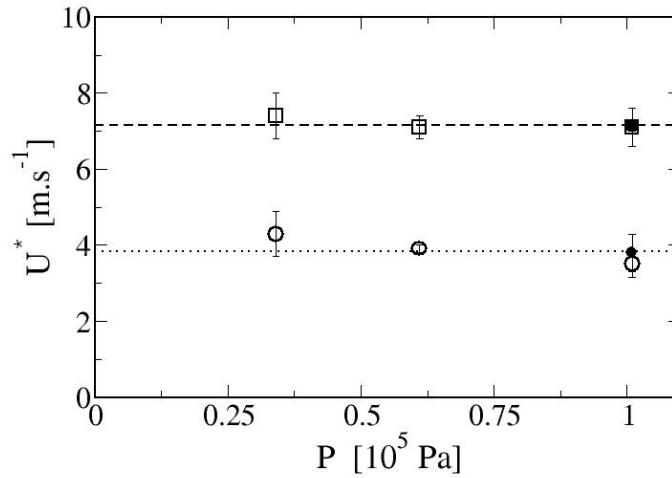


Fig. 3.9: Influence de la nature et de la pression du gaz sur les vitesses seuils d'entraînement de cavité à l'impact dans l'eau, pour des sphères mouillante ( $\theta_0 \approx 10^\circ$ , □) et hydrophobe ( $\theta_0 \approx 115^\circ$ , ○) de 25,4mm de diamètre. Les symboles vides et pleins correspondent respectivement aux expériences menées dans l'air et dans l'hélium.

et la pression du gaz n'affectent pas la position du seuil de création de cavité gazeuse, tant pour les billes hydrophiles que pour les billes hydrophobes.

### 3.2.3 Synthèse des résultats expérimentaux

L'ensemble des résultats de cette étude a permis de mettre en évidence le rôle crucial des propriétés de surface de la sphère qui impacte sur l'interface liquide-gaz, notamment sa mouillabilité, sur l'effet macroscopique de création de cavité gazeuse à l'impact. Plus précisément, nous avons pu observer que la dépendance du seuil de création de cette cavité, non observée dans le domaine non mouillant, est très forte dans le domaine hydrophobe. En outre, nous avons montré que ce phénomène d'entraînement de gaz est piloté par un nombre capillaire critique, construit sur la tension de surface et la viscosité du liquide. Cette étude indique également que la taille des sphères, dans la gamme explorée, n'est pas un paramètre qui joue sur la création de cavité, et que les modifications du gaz environnant (nature ou pression du gaz) qui ont été effectuées n'ont pas permis de montrer un lien entre les propriétés de la phase gazeuse et le phénomène observé.

Au cours d'une étude numérique, Amberg [72] a pu reproduire la configuration exacte de l'impact d'une sphère solide à vitesse constante dans un volume de liquide, par un modèle de type Cahn-Hilliard qui gère les interfaces liquide-gaz, qui tient compte de la mouillabilité du solide, et des propriétés du liquide ( $\gamma, \eta_L$ ). En se plaçant dans les mêmes régimes que ceux explorés au cours de nos expériences ( $We \gg 1, Re \gg 1$ ), Amberg a pu montrer numériquement le phénomène d'entraînement de cavité gazeuse à l'impact. De plus, les résultats de son étude ont permis de retrouver la dépendance en  $\theta_0, \gamma$  et  $\eta_L$  du seuil d'entraînement, et plus particulièrement l'existence d'un nombre capillaire critique, dont la variation avec l'angle de contact statique est cohérente avec nos résultats expérimentaux.

### 3.3 Analyse théorique

Si l'on observe, en prise de vue rapprochée, le comportement à l'impact de l'interface liquide-gaz (figure 3.10b), on voit qu'un mince film liquide est créé au cours de l'impact, film dont l'épaisseur a pu être évaluée par une analyse des images et vaut environ  $e_{film} \approx 100 \mu\text{m}$ . De nombreuses études sont consacrées à la dynamique de l'interface liquide à l'impact d'objets solides. On citera notamment les travaux de Wagner [73] et la thèse de Oliver [74], qui ont montré que l'existence de ce film ascendant peut être comprise théoriquement en ne considérant que des écoulements potentiels dans le liquide, et sans tenir compte de la présence du gaz au-dessus de l'interface. On peut tirer de ces études la valeur de la vitesse d'éjection du film hors du volume de liquide, qui est de l'ordre de la vitesse d'impact  $U$  de l'objet solide, d'où une vitesse relative film/solide approximativement égale à  $2U$ .

En comparant le comportement de ce film liquide (figure 3.10) selon que la vitesse seuil est dépassée (e-h) ou non (a-d), on voit également que la création de cavité à l'impact est intimement liée à la dynamique du liquide dans la région de la ligne triple. Si la vitesse d'impact est inférieure à la vitesse seuil, alors le liquide s'étale sur la paroi solide, et la ligne de contact triple avance jusqu'à se refermer au pôle de la sphère, avant même la traversée complète du niveau moyen de l'interface liquide-gaz. De ce fait, la sphère passe au cours de l'impact d'un état « complètement sec » à un état « complètement mouillé », et aucune cavité n'est générée. Dans le cas contraire où la vitesse d'impact est supérieure à la vitesse seuil, le film liquide ascendant est rapidement éjecté de la paroi solide, et la ligne triple n'avance plus le long de la paroi, ce qui empêche le liquide de mouiller complètement la sphère; en conséquence, celle-ci continue sa progression dans le liquide en entraînant dans son sillage une cavité gazeuse.

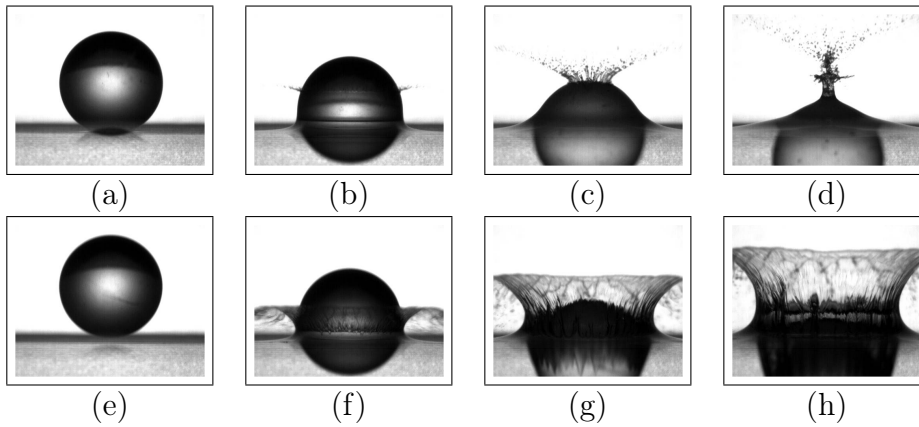


Fig. 3.10: Zooms sur les impacts d'une sphère hydrophobe ( $\theta_0 = 115^\circ$ ) de diamètre 25,4 mm sur une interface eau-air, à des vitesses  $U = 2,5$  m/s, inférieure à la vitesse seuil de création de cavité (a-d) et  $U = 5,0$  m/s, supérieure au seuil (e-h). L'intervalle de temps qui sépare deux images successives est de 2,5 ms pour la chronophotographie de la première ligne, et 1,7 ms pour la deuxième ligne.

### 3.3.1 Un argument de compressibilité ?

L'ascension de la fine couche de liquide le long des parois de la sphère au cours de l'impact semble *a priori* analogue à l'étalement du film liquide créé lors de l'impact d'une goutte liquide sur un substrat solide plan, observé notamment par Xu *et al.* [75]. Au cours d'un tel évènement, la goutte vient s'écraser sur le substrat et forme un film liquide qui s'étale radialement sur la surface. Il a été montré qu'une vitesse d'impact de transition existe, au-delà de laquelle le film liquide est éjecté du substrat et forme une « couronne de liquide » au cours de l'impact (figure 3.11, photos de la première ligne). Les travaux de Xu *et al.* ont consisté notamment à mettre en évidence l'évolution de la vitesse de transition lorsque la nature et la pression du gaz environnant sont modifiées (figure 3.11).

Les résultats expérimentaux obtenus ont été rationalisés par un argument de compétition des contraintes agissant sur le film liquide. Les deux contributions proposées comme agissant sur le film sont :

- La contrainte  $\Sigma_G$  due à la compressibilité du gaz, qui tend à déstabiliser l'étalement du film sur le substrat. Arguant la rapidité d'expansion du film liquide, ainsi que la faible échelle de taille de l'écoulement gazeux au voisinage de ce dernier, les auteurs proposent une contrainte proportionnelle à la densité du gaz  $\rho_G$ , à la vitesse du son dans ce dernier  $C_G$  et également

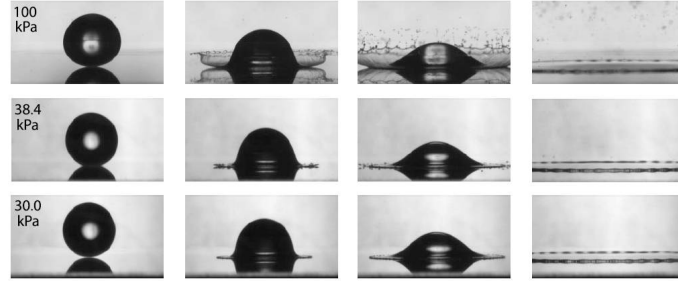


Fig. 3.11: Chronophotographies d'impacts de gouttes d'alcool sur une surface de verre lisse dans l'air, à  $V_g = 3,74$  mètres par seconde. Chaque ligne correspond à une pression d'air  $P$  différente ; à pression atmosphérique ( $P = 100$  kPa), on voit que la vitesse de  $3,74$  m/s est supérieure au seuil de déstabilisation du film liquide puisque celui-ci est éjecté de la surface, contrairement aux impacts à pressions ambiantes de  $38,4$  ou  $30,0$  kPa, pour lesquelles cette vitesse d'impact est donc inférieure au seuil. Images tirées de [75].

proportionnelle à la vitesse  $V_f$  d'expansion du film liquide, soit l'évolution

$$\Sigma_G \sim \rho_G C_G V_f \sim P \sqrt{\frac{C_p M_G R U_g}{2 C_v k_b T t}}, \quad (3.5)$$

en fonction de  $P$ ,  $M_G$ ,  $C_p$  et  $C_v$ , qui sont respectivement la pression, la masse molaire, et les capacités calorifiques à pression constante et à volume constant du gaz, du rayon  $R$  et de la vitesse d'impact  $U_g$  de la goutte, de la constante de Boltzmann  $k_b$ ,  $T$  étant la température ambiante et enfin  $t$  le temps écoulé depuis l'impact.

- La contrainte  $\Sigma_L$  due à la différence de pression capillaire qui existe de part et d'autre de l'interface liquide-gaz, et qui « plaque » le film sur la surface solide ;  $\Sigma_L$  varie comme

$$\Sigma_L \sim \frac{\gamma}{\sqrt{\eta_L t / \rho}}, \quad (3.6)$$

où  $\sqrt{\eta_L t / \rho}$  est une estimation de l'épaisseur du film.

Le seuil de déstabilisation du film liquide est dépassé lorsque le rapport  $\Sigma_G / \Sigma_L$  de ces deux contributions dépasse une certaine valeur seuil déterminée expérimentalement, ce qui implique pour la vitesse seuil  $U_g^*$  d'évoluer comme

$$U_g^* \propto \frac{C_v}{C_p P^2 M_G}. \quad (3.7)$$

Reprenons les résultats obtenus pour les impacts de sphères lorsque la phase gazeuse est modifiée (partie 3.2.2iii) en traçant les vitesses seuils mesurées en fonction

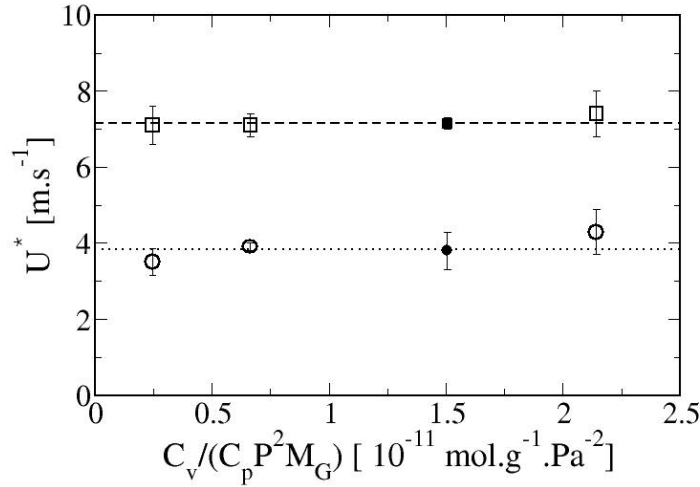


Fig. 3.12: Tracé des vitesses seuils d'entraînement de cavité gazeuse à l'impact dans l'eau, mesurées pour des sphères mouillante ( $\theta_0 \approx 10^\circ$ ,  $\square$ ) et hydrophobe ( $\theta_0 \approx 115^\circ$ ,  $\circ$ ) de 25,4mm de diamètre, en fonction de  $C_v / (C_p P^2 M_G)$ . Les symboles vides et pleins correspondent respectivement aux expériences menées dans l'air et dans l'hélium.

de  $C_v / (C_p P^2 M_G)$  (avec  $C_p / C_v(\text{air}) = 1,40$  et  $C_p / C_v(\text{He}) = 1,66$ ). À mouillabilité du solide fixée, on voit sur la figure 3.12 que la vitesse seuil de création de cavité reste constante lorsque la quantité  $C_v / (C_p P^2 M_G)$  varie. Ce résultat expérimental est en contradiction avec les prédictions basées sur l'argument de compressibilité (équation 3.7).

De ce fait, une telle analyse de la dynamique d'étalement du film liquide, en termes d'une contribution de la compressibilité du gaz qui viendrait déstabiliser le film lors de son ascension sur la paroi des sphères, ne rend pas compte des observations expérimentales.

On peut comprendre que la création de cavité à l'impact de sphère n'est pas pilotée par cet argument de compressibilité en observant plus attentivement la chronophotographie de l'impact d'une goutte lorsqu'une couronne de liquide est créée (première ligne de la figure 3.11). En effet, on voit dans ce cas que la déstabilisation du film n'empêche pas la ligne de contact triple de continuer sa progression sur le substrat liquide. Or, dans le cas des impacts de sphères, on peut voir sur la figure 3.10 que la création de cavité n'est pas directement associée à l'éjection du film liquide, mais plutôt à la dynamique de la ligne triple : la déstabilisation en couronne du film liquide ne conduit pas forcément à la création d'une cavité



(a–d), mais c’est plutôt lorsque l’avancée de la ligne triple sur la paroi solide est stoppée que la cavité est créée (e–h).

En conséquence, le seuil exploré par Xu *et al.*, qui correspond à l’éjection du film en expansion sur la paroi solide, est décorrélé du seuil de création de cavité, qui semble être plutôt associé à la dynamique de la ligne de contact triple.

### 3.3.2 Une situation de mouillage forcé

Les observations expérimentales semblent montrer que la dynamique de la ligne triple est un élément clef dans le phénomène d’entraînement de gaz à l’impact. Aussi, dans le but de rationaliser les résultats des mesures, notamment l’existence d’un nombre capillaire critique qui dépend de l’angle de contact statique dans le domaine hydrophobe, nous proposons d’analyser l’avancée de la ligne triple sur la paroi solide de la sphère comme une situation de mouillage forcé.

#### *i Adaptation du modèle de De Gennes*

On peut remarquer une certaine analogie entre l’approche de De Gennes présentée dans le chapitre 1, et le comportement de la ligne triple qui avance le long de la sphère lors des situations d’impacts étudiées dans ce chapitre : la progression de l’interface liquide-gaz le long de la paroi solide de la sphère peut être vue comme une situation de mouillage forcée renversée, où cette fois la paroi solide de la sphère est enfoncée dans un liquide (le film ascendant) à la vitesse  $V_{film}$  (figure 3.13), où  $V_{film} \approx 2U$  est la vitesse relative du film liquide par rapport à la surface solide [74].

Dans ce cas, une vitesse critique d’enfoncement de la plaque  $V_{film}^*$  peut être définie, au-delà de laquelle la ligne triple se déstabilise, ce qui a pour conséquence d’entraîner un film de gaz dans le liquide le long de la paroi et ainsi d’éjecter le liquide de la paroi solide. Pour modéliser le comportement du liquide le long de la sphère lors d’une situation d’impact, on associe donc cette déstabilisation de la ligne triple à l’entraînement de gaz et à la création d’une cavité gazeuse. On rappelle ici les expressions de la force de dissipation visqueuse dans le coin, ainsi que l’expression de la vitesse limite d’entraînement du liquide obtenues par le modèle de mouillage forcé usuel (modèle de De Gennes, chapitre 1, p.20) :

$$F_{v,coin} = \frac{3\ell\eta_L}{|\tan\theta_d|} V, \quad (3.8)$$

avec  $\ell \approx 15\text{--}20$ , et

$$V = \frac{\gamma}{6\ell\eta_L} \theta_d (\theta_0^2 - \theta_d^2) \quad (3.9)$$

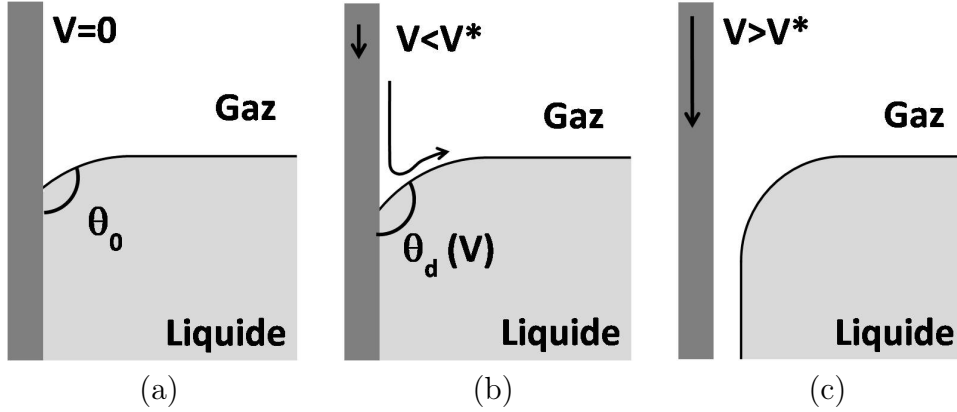


Fig. 3.13: Situation de mouillage forcé « renversée » obtenue lorsqu'une paroi solide hydrophobe ( $\theta_0 > 90^\circ$ ) est enfoncée dans un liquide à la vitesse  $V$ . Lorsque la plaque est immobile, on retrouve la situation de mouillage statique (a), tandis qu'un angle de contact dynamique  $\theta_d$ , dépendant de la vitesse relative de la plaque par rapport au liquide, peut être observé lorsque  $V$  est inférieur au seuil  $V^*$  (b). Comme dans le cas du mouillage forcé « usuel », la ligne triple se déstabilise aux vitesses plus élevées  $V > V^*$ , et un film d'air vient alors s'intercaler entre le solide et le liquide (c).

dans la limite d'un solide très mouillant ( $\theta_0 \rightarrow 0$ ). Le simple renversement de la situation de mouillage forcé classique conduit alors à considérer, dans l'équilibre des forces sur la ligne triple, la force de dissipation visqueuse dans le coin de gaz (de viscosité  $\eta_G$ ), d'angle d'ouverture  $\Theta_d = \pi - \theta_d$  soit, en adaptant la relation 3.8 :

$$F_{v,gaz} = \frac{3\ell\eta_G}{|\tan(\pi - \theta_d)|} V_{film}. \quad (3.10)$$

Ce nouvel équilibre des forces, dans le cas où l'angle de contact statique mesuré dans le gaz tend vers 0 ( $\Theta_0 = \pi - \theta_0 \rightarrow 0$ , soit un solide presque parfaitement non mouillant), s'écrit

$$V_{film} \approx \frac{\gamma}{6\ell\eta_G} (\pi - \theta_d) ((\pi - \theta_0)^2 - (\pi - \theta_d)^2), \quad (3.11)$$

ce qui implique pour la vitesse seuil d'éjection du liquide

$$V_{film}^* \approx \frac{\gamma}{\eta_G \times 9\ell\sqrt{3}} (\pi - \theta_0)^3. \quad (3.12)$$

Cette approche simpliste ne tient compte que de la dissipation visqueuse dans le coin de gaz (équation 3.10 ci-dessus) ; cependant, dans le cas présent, le rapport

des viscosités des deux fluides mis en jeu est défavorable au gaz (pour l'eau et l'air, par exemple, on a  $\eta_{eau} = 1,0 \text{ mPa}\cdot\text{s}$  et  $\eta_{air} = 18,6 \cdot 10^{-3} \text{ mPa}\cdot\text{s}$ ). Aussi, la dissipation visqueuse dans le liquide ne peut être négligée.

Le nombre de Reynolds de l'écoulement dans le film, construit sur l'épaisseur de ce dernier, peut être évalué par

$$Re_{film} = \frac{2Ue_{film}}{\nu_L}. \quad (3.13)$$

Pour des vitesses d'impact de l'ordre du mètre par seconde, une épaisseur de film d'une centaine de micromètres, et des viscosités dynamiques d'environ  $10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$ , on obtient l'ordre de grandeur typique  $Re_{film} \approx 200$ . Dans cette gamme de nombres de Reynolds, il est difficile de savoir quelle forme employer pour écrire la force de dissipation visqueuse  $F_{v,liq}$  qui agit sur la ligne triple. Aussi, on choisit d'introduire de façon *ad hoc* une force visqueuse proportionnelle à la vitesse de l'écoulement et à la viscosité  $\eta_L$  du liquide :  $F_{v,liq} \approx C\eta_L V_{film}$  où  $C$  est un coefficient numérique ( $C \sim \mathcal{O}(1)$ ). Par conséquent, l'équilibre des forces par unité de longueur agissant sur la ligne triple devient

$$\left( C\eta_L + \frac{3\ell\eta_G}{|\tan(\pi - \theta_d)|} \right) V_{film} = \gamma (\cos(\pi - \theta_d) - \cos(\pi - \theta_0)). \quad (3.14)$$

On remarque au vu de cette dernière équation, que les effets de viscosité du liquide et de viscosité du gaz sont du même ordre de grandeur, puisque  $(3\ell\eta_G)/(C\eta_L) \sim 1$  (en effet, on a  $\ell \sim 20$  et  $\eta_L/\eta_G \approx 50$  pour l'air et l'eau). En remplaçant  $V_{film}$  par  $2U$ , on peut exprimer cet équilibre en fonction du nombre capillaire construit sur la vitesse d'impact de la sphère et la viscosité du liquide :

$$Ca = \frac{\eta_L U}{\gamma} = \frac{1}{2} \frac{|\tan(\pi - \theta_d)| (\cos(\pi - \theta_d) - \cos(\pi - \theta_0))}{\frac{3\ell\eta_G}{\eta_L} + C|\tan(\pi - \theta_d)|}. \quad (3.15)$$

On peut se rappeler que cet équilibre des forces traduit la condition de stabilité de la ligne triple. Lorsque l'on s'approche du seuil  $Ca^*$ , l'angle de contact dynamique est voisin de  $180^\circ$ , et  $Ca^*$  représente le nombre capillaire maximal qui permet l'existence de la ligne triple. Cette valeur-seuil du nombre capillaire, que nous cherchons à exprimer en fonction de  $\theta_0$  et des viscosités  $\eta_L$  et  $\eta_G$  peut donc être déterminée d'après la condition

$$\left( \frac{dCa}{d\theta_d} \right) = 0. \quad (3.16)$$

Dans ce but, on exprime de nouveau l'équation 3.15 en écrivant que  $\theta_d = \pi - \epsilon$ , avec  $0 \leq \epsilon \ll 1$ , d'où les développements limités à l'ordre 2  $\tan(\pi - \theta_d) \approx \epsilon$  et

$\cos(\pi - \theta_d) \approx 1 - \epsilon^2/2$ ; on a alors

$$\text{Ca} = \frac{1}{2} \frac{\epsilon(1 + \cos \theta_0 - \epsilon^2/2)}{\frac{3\ell\eta_G}{\eta_L} + C\epsilon}. \quad (3.17)$$

Le nombre capillaire donné par l'équation 3.17 est maximal lorsque  $\epsilon = \epsilon^*$ , où  $\epsilon^*$  permet de vérifier la condition 3.16, soit

$$\frac{C\eta_L}{3\ell\eta_G}\epsilon^{*3} + \frac{3}{2}\epsilon^{*2} - (1 + \cos \theta_0) = 0. \quad (3.18)$$

La résolution de cette équation du troisième degré en  $\epsilon^*$  pour des angles de contact statiques compris entre 90 et 180°, et pour des viscosités dans la gamme 1–4 mPa.s donne, pour chaque jeu de paramètres, une seule solution réelle pour  $\epsilon^*$ . En réinjectant cette valeur dans l'équation 3.17, on peut obtenir une relation entre  $\text{Ca}^*$ ,  $\theta_0$  et le rapport des viscosités  $\eta_L/\eta_G$ . On choisit alors de ré-écrire le nombre capillaire critique sous une forme analogue à celle issue du modèle de De Gennes pris pour  $\Theta_0 = (\pi - \theta_0) \rightarrow 0$ , en introduisant une fonction  $g_0(\theta_0, \eta_L/\eta_G)$  qui contient les écarts à ce comportement :

$$\text{Ca}^* = \frac{(\pi - \theta_0)^3}{9\ell\sqrt{3}} \times g_0(\theta_0, \eta_L/\eta_G). \quad (3.19)$$

Les valeurs des deux paramètres  $\ell$  et  $C$  qui interviennent dans ce modèle sont fixées dans le calcul de  $\text{Ca}^*$  :  $\ell = 15$  et  $C = 2,77$ . Ces valeurs sont choisies de telle sorte que le nombre capillaire critique calculé par ce modèle soit identique à la valeur déterminée expérimentalement lorsque  $\theta_0 \leq 90^\circ$ , c'est à dire  $\text{Ca}^* = 0,1$  pour  $\eta_L = \eta_{eau} = 1$  mPa.s et  $\eta_G = \eta_{air} \approx 18$   $\mu$ Pa.s.

La dépendance de  $\text{Ca}^*$  en viscosité est entièrement contenue dans la fonction  $g_0$ , qui représente l'écart à la loi  $\text{Ca}^* \propto (\pi - \theta_0)^3$ ; dans le but de quantifier cet écart, intéressons-nous maintenant aux variations de cette fonction  $g_0$  avec  $\theta_0$  et  $\eta_L/\eta_G$ . Au cours des expériences, la viscosité du liquide a pris des valeurs comprises entre  $\eta_{eau} = 1$  mPa.s et  $\eta_L \approx 3,5$  mPa.s. En revanche, la viscosité du gaz est restée quasi-constante, que ce soit lorsque l'air à pression atmosphérique a été remplacé par l'hélium puisque  $\eta_{air} \approx \eta_{He}$ , ou lorsque la pression ambiante a été diminuée, puisque la viscosité d'un gaz parfait ne dépend pas de la pression.† Aussi, on s'intéresse à l'évolution de  $g_0$  en fonction de  $\eta_L/\eta_G$  dans la gamme balayée au cours des expériences, soit entre les valeurs 55 et 195.

†. La viscosité d'un gaz parfait varie comme le produit du libre parcours moyen des particules et de la densité du gaz, elle-même fixée par la pression. Le libre parcours moyen étant inversement proportionnel à la densité, la dépendance en pression de la viscosité du gaz disparaît. Pour plus de détails, on pourra se reporter au modèle microscopique de la viscosité des gaz décrit dans [76].

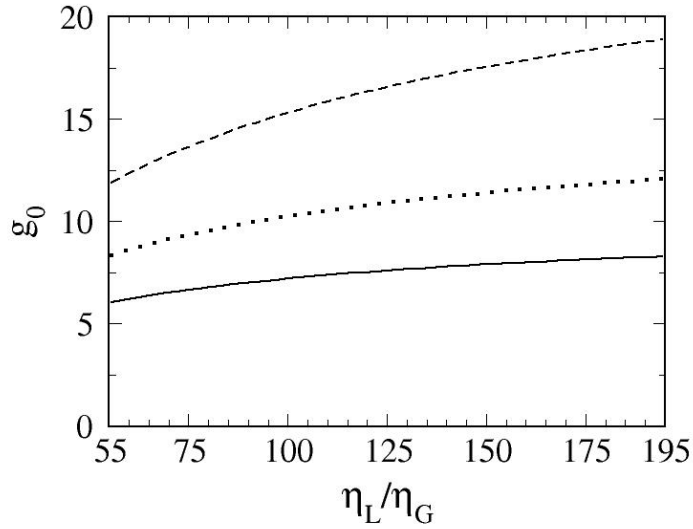


Fig. 3.14: Évolutions calculées de la fonction  $g_0$  en fonction du rapport des viscosités du liquide et du gaz, pour différentes valeurs de l'angle de contact statique  $\theta_0 = 90^\circ$  (trait plein),  $115^\circ$  (ligne pointillée) et  $140^\circ$  (tirets). L'étendue de l'axe des abscisses correspond à la gamme de  $\eta_L/\eta_G$  explorée aux cours des expériences, soit de  $\eta_{eau}/\eta_{air} = 55$  mPa.s à environ 3,5 fois cette valeur.

On peut voir sur les tracés de  $g_0$  en fonction du rapport  $\eta_L/\eta_G$  (figure 3.14) que cette fonction dépend, comme on s'y attendait, à la fois des viscosités mises en jeu, mais aussi de l'angle de contact statique. Toutefois, on observe d'une part que pour  $\theta_0$  fixé,  $g_0$  augmente lentement lorsque le rapport  $\eta_L/\eta_G$  augmente : en prenant pour exemple la courbe qui correspond à  $\theta_0 = 115^\circ$ , on mesure une variation de  $g_0$  de 30% lorsque  $\eta_L/\eta_G$  est divisé par 3. D'autre part, la variation de  $g_0$  avec l'angle de contact statique, importante dans l'absolu, doit être mise en regard de la dépendance en  $(\pi - \theta_0)^3$  également présente dans l'expression du nombre capillaire critique : pour une valeur fixée de  $\eta_L/\eta_G = 55$ , on voit que la valeur de  $g_0$  est multipliée par un facteur 1,5 lorsqu'on passe de  $\theta_0 = 90^\circ$  à  $\theta_0 = 140^\circ$ , tandis que  $(\pi - \theta_0)^3$  est diminué de plus d'un ordre de grandeur ! Par conséquent, la dépendance de  $g_0$  en  $\theta_0$  et en  $\eta_L/\eta_G$  apparaît essentiellement comme une correction au modèle établi pour  $\pi - \theta_0 \rightarrow 0$ , *i.e.*

$$\text{Ca}^* \propto \frac{(\pi - \theta_0)^3}{9\ell\sqrt{3}}, \quad (3.20)$$

ce qui justifie *a posteriori* le choix d'introduire la fonction  $g_0$ . Ainsi, l'approximation qui consiste à considérer  $g_0$  comme une constante paraît tout à fait raisonnable

au premier ordre.

La figure 3.15 présente l'évolution du nombre capillaire critique avec l'angle de contact statique prédite par le modèle complet (équation 3.19), ainsi que sa version simplifiée qui suppose  $g_0$  constant (équation 3.20). La comparaison des résultats du modèle simplifié avec les données expérimentales qui correspondent aux impacts de sphères hydrophobes dans l'eau montre une assez bonne correspondance (figure 3.15, ligne discontinue). On retrouve notamment la variation rapide du seuil avec

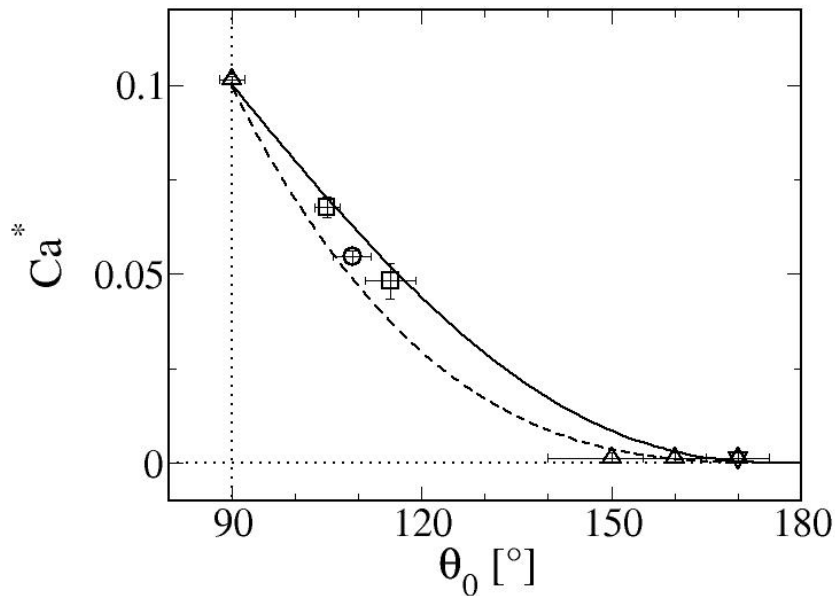


Fig. 3.15: Comparaison des points expérimentaux avec les évolutions de  $Ca^*$  obtenues par le modèle de mouillage forcé, pour des impacts de sphères hydrophobes sur une interface eau-air. La ligne discontinue (- - -) représente l'évolution prédite par le modèle simplifié (équation 3.20) qui considère  $g_0$  comme une constante (ici,  $g_0 = 6, 0$ ). La ligne en trait plein (—) correspond au modèle complet, qui tient compte des variations de  $g_0$  avec l'angle de contact statique (équation 3.19).

l'angle de contact lorsque celui-ci se rapproche de  $90^\circ$  par valeurs supérieures, ainsi que le comportement asymptotique  $Ca^* \rightarrow 0$  lorsque  $\theta_0$  tend vers  $180^\circ$ .

On peut revenir au modèle de mouillage forcé complet et s'intéresser à l'évolution  $Ca^*(\theta_0)$  prédite lorsque l'on tient compte des variations de  $g_0$  avec l'angle de contact statique (figure 3.15, ligne continue). Ce faisant, on remarque d'une part que l'écart

avec le modèle simplifié est assez faible, et d'autre part que l'accord du modèle complet avec les expériences est tout aussi bon. Ces observations confirment ainsi la validité de l'approximation  $g_0 = \text{constante}$ .

En fixant la valeur de  $\theta_0$  à  $115^\circ$ , on peut également comparer l'évolution expérimentale de  $Ca^*$  avec la vitesse capillaire avec celle prédite par le modèle de mouillage forcé simplifié (équation 3.20), à savoir un nombre capillaire constant à  $\theta_0$  fixé. On voit alors sur la figure 3.16 (ligne discontinue) que cette version

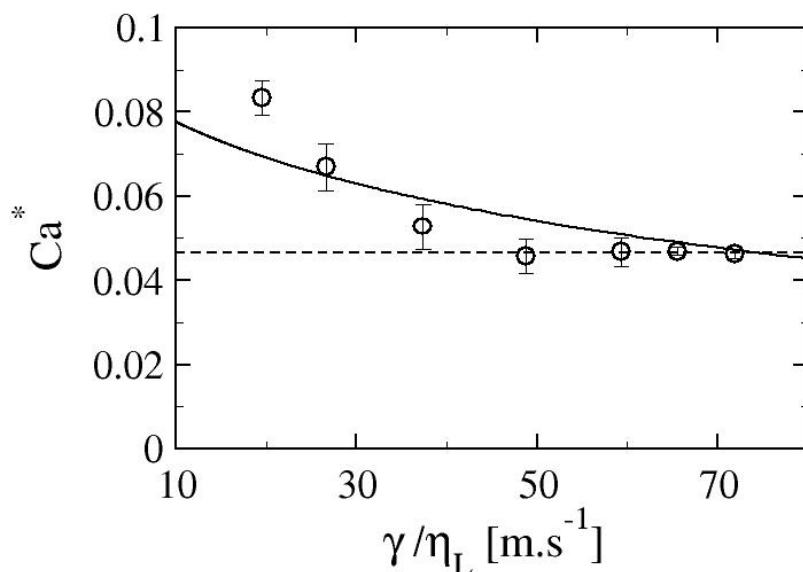


Fig. 3.16: Comparaison des valeurs expérimentales de  $Ca^*$ , mesurées lors d'impacts de sphères hydrophobes ( $\theta_0 = 115 \pm 3^\circ$ ) sur des mélanges eau-glycérol de différentes proportions, avec l'évolution prédite (trait plein) par le modèle de mouillage forcé, pour  $\theta_0 = 118^\circ$  et  $\gamma = 70$  mN/m. La ligne discontinue correspond au nombre capillaire critique calculé sous l'approximation où  $g_0$  est indépendant des viscosités mises en jeu, avec  $g_0 = 8,5$ .

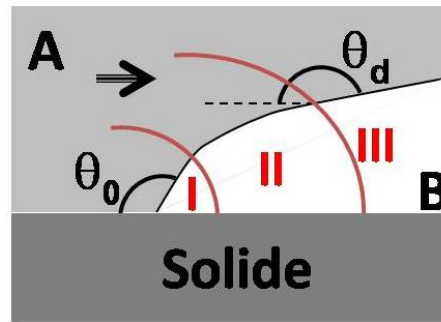
simplifiée est tout à fait pertinente aux grandes vitesses capillaires, puisque, dans ce domaine, elle rend bien compte des observations expérimentales. Le modèle complet (3.16, ligne continue) permet lui de retrouver semi-quantitativement les mesures expérimentales, et prédit l'augmentation du nombre capillaire critique  $Ca^*$  observée aux faibles vitesses capillaires lorsque  $\gamma/\eta_L$  diminue.

Il faut cependant noter que ce modèle est développé dans la limite des grands

angles de contact statiques (*i.e.* pour  $\pi - \theta_0 \rightarrow 0$ , soit  $\theta_0 \rightarrow 180^\circ$ ). Or, on s'intéresse ici (sur la figure 3.16 en particulier) au cas  $\theta_0 = 115^\circ$ , et le modèle se trouve de ce fait poussé au-delà de ses limites. Cela peut expliquer que l'on ne retrouve pas exactement le plateau observé expérimentalement aux grandes vitesses capillaires.

*ii Comparaison avec le modèle de mouillage forcé de Cox*

Les résultats obtenus par l'approche théorique du mouillage forcé « à la De Gennes » décrite ci-dessus peuvent être comparés à ceux que donne l'analyse du problème d'impact d'après le modèle de mouillage forcé développé par Cox [25]. Celui-ci considère deux phases fluides  $A$  et  $B$  non miscibles — par exemple dans



*Fig. 3.17:* Modèle de Cox. Raccordement de l'interface formée par les deux phases fluides  $A$  et  $B$  sur la surface solide ; la phase  $A$  déplace la phase  $B$  vers la droite sur la figure, ce qui conduit la ligne triple à se déplacer dans cette direction. On distingue les trois zones d'observation de l'interface  $A/B$  : zone intérieure (I) au voisinage immédiat de la ligne triple (échelle microscopique), dans laquelle l'interface se raccorde au solide sous l'angle de contact statique  $\theta_0$  ; zone extérieure (III), correspondant à l'échelle macroscopique, dans laquelle l'interface  $A/B$  forme avec le solide l'angle de contact dynamique  $\theta_d$  ; zone intermédiaire (II) qui relie les deux échelles macro- et microscopiques.

le cas qui nous intéresse un liquide et un gaz — en contact avec une phase solide lisse et chimiquement homogène, le long de laquelle la ligne de contact triple est amenée à se déplacer à la vitesse  $V$  (*cf.* figure 3.17). La spécificité de ce modèle par rapport à l'approche originale de De Gennes réside dans le fait qu'il tient compte à la fois des viscosités  $\eta_A$  et  $\eta_B$  des deux phases fluides en présence. Dans le but d'exprimer une relation entre l'angle de contact dynamique  $\theta_d$  et la vitesse  $V$  de la ligne triple, Cox a cherché à caractériser séparément l'écoulement ainsi que la forme de l'interface  $A/B$ , en séparant l'espace en trois régions distinctes autour de la ligne de contact triple (figure 3.17), qui correspondent à trois échelles d'observation de la zone de raccordement de l'interface avec la paroi solide :



- la zone I, au voisinage immédiat de la ligne triple, qui correspond à l'échelle microscopique  $\varepsilon$  des interactions moléculaires; Cox émet l'hypothèse que l'angle formé par l'interface  $A/B$  avec la paroi solide est dans cette zone l'angle de contact statique  $\theta_0$ ;
- la zone III, qui correspond à l'échelle macroscopique d'observation  $L$ , et pour laquelle l'angle formé par l'interface  $A/B$  avec la paroi solide est l'angle de contact dynamique  $\theta_d$  observé par l'expérimentateur;
- la zone II, qui raccorde les deux zones précédentes, et dont l'échelle typique est à la fois très grande devant l'échelle des interactions et très petite par rapport à l'échelle macroscopique; dans cette zone intermédiaire, l'interface forme avec le solide un angle  $\theta$  qui évolue entre  $\theta_0$  et  $\theta_d$ .

On appelle  $\omega$  le rapport de l'échelle microscopique des interactions  $\varepsilon$  par l'échelle macroscopique  $L$ , et l'on introduit le paramètre  $\ell_{Cox}$  tel que :

$$\ell_{Cox} = \ln\left(\frac{L}{\varepsilon}\right) = \ln(\omega^{-1}). \quad (3.21)$$

On définit également le nombre capillaire de l'écoulement :

$$Ca = \frac{\eta_A V}{\gamma} = \frac{1}{\alpha_\eta} \frac{\eta_B V}{\gamma}, \quad (3.22)$$

où  $\alpha_\eta = \eta_B/\eta_A$  est le rapport des deux viscosités mises en jeu.

A l'instar de l'approche précédente, le modèle de Cox permet d'aboutir à une relation entre le nombre capillaire  $Ca$  et l'angle de contact dynamique, ainsi qu'à la valeur du nombre capillaire de transition  $Ca^*$  au-delà duquel la ligne triple se déstabilise. L'expression qui lie  $Ca$  à  $\theta_d$  est obtenue en résolvant par une méthode perturbative les équations d'Euler et d'incompressibilité (limites des fluides parfaits) dans chacune des trois zones, moyennant quelques hypothèses et approximations dont les principales sont :

- l'interface se raccorde au solide sous l'angle de contact statique  $\theta_0$  au voisinage immédiat de la ligne triple (zone I), tandis que l'angle de contact dynamique est observé à plus grande échelle (zone III);
- dans la zone III, on considère à l'interface  $A/B$  que l'hypothèse hydrodynamique de non glissement est vérifiée, tout comme la condition de vitesse normale nulle à l'interface dans les deux phases  $A$  et  $B$ ;
- à l'échelle  $\varepsilon$  (zone I), on autorise le glissement des fluides aux interfaces, .

La prise en compte de la viscosité des fluides (*i.e.*  $Ca \neq 0$ ) ainsi que l'existence d'un glissement à l'échelle microscopique (soit  $\omega \neq 0$ ) sont considérés comme une perturbation par rapport au cas des fluides parfaits ( $\eta_{A,B} = 0$ ) qui s'écoulent

sans glissement sur le solide ( $\varepsilon = 0$ , soit  $\omega = 0$  dans ce cas). Cette approche nécessite donc que l'on se place dans la limite des faibles nombres capillaires et d'une échelle du glissement petite devant l'échelle macroscopique :  $\text{Ca} \ll 1$  et  $\omega \ll 1$ . La résolution du problème à l'ordre 1 en  $\text{Ca}$  et  $\omega$  permet alors de relier l'angle de contact dynamique au nombre capillaire par la relation :

$$\text{Ca} = \frac{g_{\text{Cox}}(\theta_d, \alpha_\eta) - g_{\text{Cox}}(\theta_0, \alpha_\eta)}{\ell_{\text{Cox}}}, \quad (3.23)$$

où la fonction  $g_{\text{Cox}}$ , qui dépend de l'angle de contact considéré et des deux viscosités mises en jeu au travers de leur rapport  $\alpha_\eta$  s'écrit

$$g_{\text{Cox}}(\theta_x, \alpha_\eta) = \int_0^{\theta_x} \frac{d\theta}{f_{\text{Cox}}(\theta, \alpha_\eta)}, \quad (3.24)$$

avec

$$\begin{aligned} f_{\text{Cox}}(\theta, \alpha_\eta) &= \frac{2 \sin \theta [\alpha_\eta^2 (\theta^2 - \sin^2 \theta) + 2\alpha_\eta (\theta(\pi - \theta) + \sin^2 \theta) + ((\pi - \theta)^2 - \sin^2 \theta)]}{\alpha_\eta (\theta^2 - \sin^2 \theta) [(\pi - \theta) + \sin \theta \cos \theta] + [(\pi - \theta)^2 - \sin^2 \theta] (\theta - \sin \theta \cos \theta)}. \end{aligned} \quad (3.25)$$

Pour une valeur donnée du rapport  $\alpha_\eta$  des viscosités, on peut alors tracer l'évolution de l'angle de contact dynamique  $\theta_d$  en fonction du nombre capillaire. Sur les tracés de la figure 3.18a, on peut observer que l'on retrouve d'une part la condition  $\theta_d = \theta_0$  dans le cas statique — soit lorsque  $\text{Ca} = 0$  — et d'autre part que l'angle de contact dynamique augmente avec le nombre capillaire, ou encore la vitesse de déplacement  $V$  de la ligne triple. La valeur limite  $\theta_s = 180^\circ$  correspond à une certaine valeur  $\text{Ca}^*$  du nombre capillaire. Lorsque le nombre capillaire dépasse cette valeur seuil, l'angle de contact dynamique n'est plus défini par le modèle de Cox, ce qui correspond physiquement à une déstabilisation de la ligne triple, comme dans l'approche de De Gennes. L'évolution du nombre capillaire critique  $\text{Ca}^*$  ainsi déterminé avec l'angle de contact statique donnée par ce modèle est présentée sur la figure 3.18b : on y observe que le nombre capillaire qu'il faut atteindre pour déstabiliser la ligne triple diminue fortement lorsque  $\theta_0$  augmente. En outre,  $\text{Ca}^*$  tend à s'annuler pour des solides parfaitement superhydrophobes ( $\theta_0 \rightarrow 180^\circ$ ), ceci étant vrai quelle que soit la valeur de  $\alpha_\eta$ .

Le modèle développé par Cox, en tenant compte de la viscosité des deux fluides présents dans le problème, permet donc d'obtenir une déstabilisation de la ligne triple lorsque l'angle de contact dynamique tend vers  $180^\circ$ . Comme dans le modèle de De Gennes, cette déstabilisation est pilotée par un nombre capillaire critique  $\text{Ca}^*$ , qui tend vers 0 lorsque le solide est superhydrophobe.

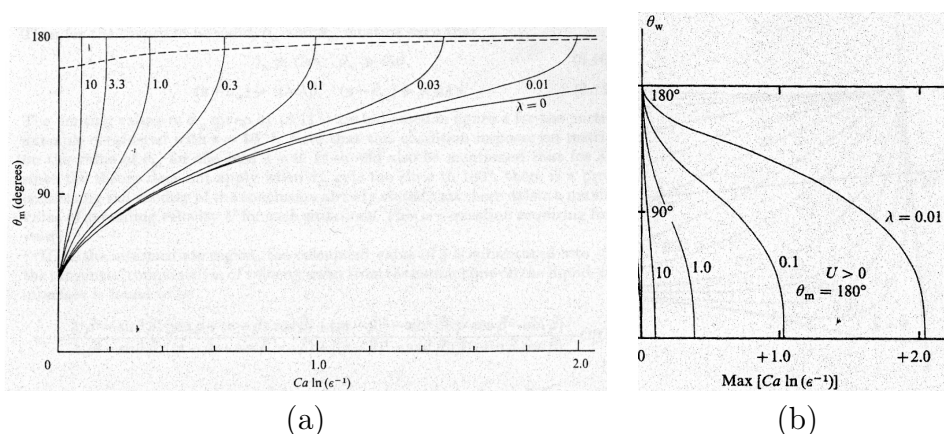


Fig. 3.18: (a) : Évolution de l'angle de contact dynamique  $\theta_d$  avec le nombre capillaire, donnée par le modèle de Cox (équation 3.23) pour différentes valeurs du rapport des viscosités  $\alpha_\eta$  ; toutes les courbes sont obtenues pour un angle de contact statique fixé à la valeur  $\theta_0 = 40^\circ$ . (b) : Résultats du modèle de Cox pour le nombre capillaire seuil  $Ca^*$  (en abscisse, et plus exactement  $Ca^* \ell_{Cox}$ ) en fonction de l'angle de contact statique  $\theta_0$  (en ordonnée), pour différentes valeurs de  $\alpha_\eta$ . Figures tirées de [25], où  $\theta_m \equiv \theta_d$ ,  $\theta_w \equiv \theta_0$  et  $\lambda \equiv \alpha_\eta$ .

Aux points expérimentaux et évolutions données par le modèle précédent basé sur l'approche de De Gennes, on peut ainsi superposer les évolutions du nombre capillaire critique  $Ca^*$  données par le modèle de Cox. Dans ce but, on doit considérer le liquide comme fluide  $A$  et le gaz comme fluide  $B$ , d'où  $\alpha_\eta = \eta_G/\eta_L$  ; on doit également prendre comme vitesse  $V = V_{film} = 2U$ . Le seul paramètre du modèle restant alors à ajuster est  $\ell_{Cox}$ . Au vu des figures 3.19 et 3.20, on peut conclure que le modèle de Cox apporte sensiblement les mêmes résultats que le modèle de De Gennes modifié quant à l'accord avec les expériences. En particulier, les deux modèles montrent les mêmes évolutions caractéristiques du nombre capillaire critique avec l'angle de contact statique, notamment  $Ca^* \rightarrow 0$  pour  $\theta_0 \rightarrow 180^\circ$ , et indiquent également une décroissance assez semblable de  $Ca^*$  lorsque la vitesse capillaire  $\gamma/\eta_L$  augmente.

Dans toute l'approche du phénomène de création de cavité à l'impact menée dans ce chapitre, nous avons considéré que la ligne triple reste circulaire autour de la sphère au cours de son avancée. En réalité, cette hypothèse n'est pas toujours valide, comme on peut le vérifier en observant le raccordement de l'interface liquide-gaz sur les photographies des figures 3.1(i,j) et 3.2(b). Dans ce cas, la forme de la ligne triple est irrégulière, ce qui a pour conséquence de déstabiliser la paroi de la cavité en formant des « doigts » qui semblent prolonger les dentelures de

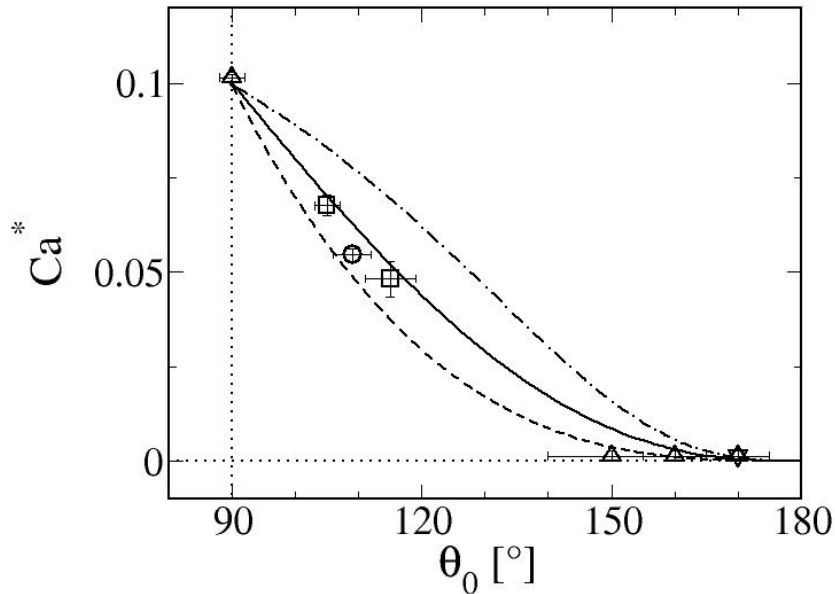


Fig. 3.19: Évolution de  $Ca^*$  en fonction de  $\theta_0$  : comparaison des résultats du modèle de Cox ( $\cdot - \cdot$ ) avec les points expérimentaux et les résultats du modèle inspiré de de Gennes ( $- - -$  : modèle simplifié, équation 3.20 ; ligne continue : modèle complet, équation 3.19), pour des impacts de sphères hydrophobes sur une interface eau-air. Le paramètre libre du modèle de Cox permettant d'obtenir  $Ca^* = 0,1$  pour  $\theta_0 = 90^\circ$  vaut  $\ell_{Cox} \approx 7$ .

la ligne triple. Cette formation de structures « en V » le long de la ligne triple lors de l'avancée du film liquide sur la sphère est comparable aux déformations observées dans les expériences d'enduction. En effet, lorsqu'on fait plonger dans un bain liquide une surface solide plane, il a été montré que la forme de la ligne triple dépend de la vitesse d'avancée du solide, et plus exactement du nombre capillaire construit sur celle-ci [9, 12, 77]. Pour les plus faibles valeurs du nombre capillaire, la ligne de contact reste rectiligne ; lorsque la vitesse augmente, des déformations en « dents de scie » commencent à apparaître, et des bulles de gaz sont entraînées dans le liquide le long de la paroi solide lorsque un certain nombre capillaire seuil, de l'ordre de 1, est dépassé. Les récents travaux de Snoeijer *et al.* [29] et de Delon *et al.* [30] ont montré que l'on ne peut pas décrire correctement la transition d'entraînement en mouillage forcé sans tenir compte de ces fluctuations de la ligne triple. En outre, une étude numérique réalisée par Ledesma *et al.* [31] a permis également de retrouver les déformations de la ligne triple observées à

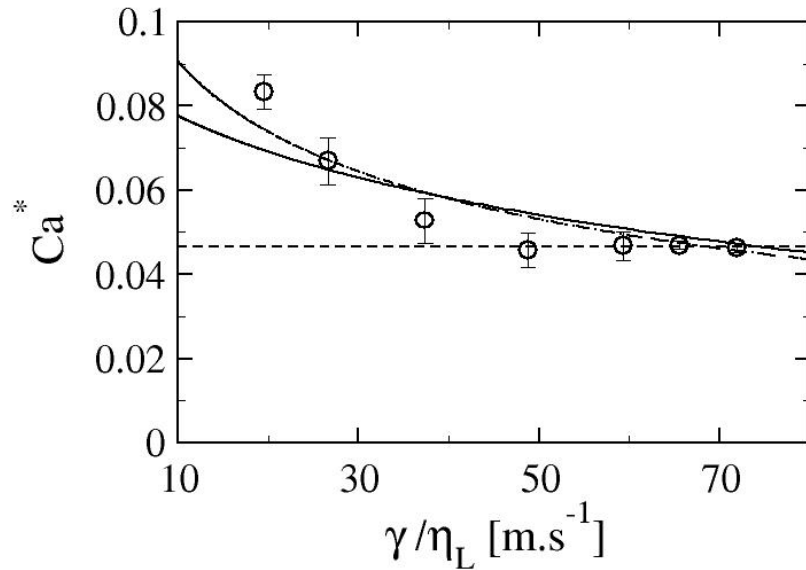


Fig. 3.20: Évolution de  $Ca^*$  en fonction de  $\gamma/\eta_L$ , à mouillabilité constante ( $\theta_0 = 115 \pm 3^\circ$ ) : superposition de l'évolution donnée par le modèle de Cox ( $\cdot - \cdot$ ) obtenue pour  $\ell_{Cox} = 10$ , avec les valeurs expérimentales et avec l'évolution prédite par le modèle de mouillage forcé inspiré de de Gennes ( $- - -$  : modèle simplifié ; ligne continue : modèle complet).

haut nombre capillaire; ceci a été fait en modélisant l'avancée d'un film liquide sur un plan incliné dont la mouillabilité est considérée, cette dernière jouant un rôle important sur la forme des déformations : plutôt en V pour les substrats hydrophiles, et en forme de doigts pour les substrats hydrophobes.

Dans les expériences d'impacts de sphères présentées dans ce travail, l'entraînement de microbulles de gaz le long de la sphère à l'avancée de la ligne triple n'a jamais été observé. Ceci est tout à fait cohérent avec les observations reportées dans les expériences d'enduction, puisque le nombre capillaire correspondant à l'étalement du film sur les sphères est de l'ordre de 0,1, soit un ordre de grandeur en-dessous du nombre capillaire seuil d'entraînement de microbulles.

### 3.4 Conclusion des expériences d'impact

Dans ce chapitre, nous avons montré l'existence d'un couplage entre propriétés de mouillage et hydrodynamique macroscopique, dans une configuration d'impact d'une sphère solide sur une interface liquide-gaz à hauts nombres de Reynolds et de Weber. Ainsi, l'étude du phénomène de création de cavité gazeuse à l'impact a permis d'identifier les paramètres qui influent sur le comportement du liquide, à savoir la mouillabilité de la surface solide, mais également la viscosité et la tension de surface du liquide. La dépendance du seuil de création de cavité avec la mouillabilité est le point le plus marquant : alors que cette propriété de la surface trouve son origine aux échelles microscopiques, elle est apparue comme un nouveau paramètre de contrôle pour favoriser ou empêcher la création d'une cavité gazeuse macroscopique lors de la pénétration d'un solide dans un liquide. L'influence de la viscosité et de la tension de surface du liquide sur ce phénomène est également très surprenante dans la limite  $Re \gg 1$  et  $We \gg 1$ , et nous avons pu montrer que ces deux grandeurs interviennent sur le comportement du liquide à l'impact au travers d'un nombre capillaire critique qui pilote le seuil de création de cavité. Ce nombre critique, indépendant de la mouillabilité dans le domaine des angles de contact statiques inférieurs à  $90^\circ$ , a montré une forte dépendance en  $\theta_0$  dans le domaine hydrophobe. En analysant l'étalement du liquide sur le solide au cours de l'impact comme une situation de mouillage forcé, nous avons pu retrouver cette dépendance de manière semi-quantitative.

À l'issue de cette étude, des questions restent cependant ouvertes, notamment en ce qui concerne les aspects théoriques : d'une part, le modèle qui a été développé demande à être complété pour retrouver plus quantitativement les résultats expérimentaux dans le domaine hydrophobe ; d'autre part, un effort est encore à fournir pour comprendre la non-dépendance en mouillabilité du seuil d'entraînement qui a été observée pour les solides mouillants.

En marge de l'investigation du seuil de création de cavité à l'impact exposée dans ce chapitre, une étude complémentaire portant sur la forme et la dynamique de fermeture des cavités a été menée. Cette étude a fait l'objet d'une publication que l'on pourra consulter en annexe E (p.161).



# Chapitre 4

## Écoulements de ruissellement

*Dans le chapitre précédent, nous avons pu mettre en évidence le couplage entre propriétés de surface et hydrodynamique qui se manifeste au travers de la dynamique de la ligne triple créée lorsqu'une sphère solide plonge dans un liquide. Dans ce chapitre, nous nous intéressons à une autre configuration expérimentale qui met en œuvre une ligne triple : l'écoulement de ruissellement d'un film liquide le long d'une paroi solide courbée. Ce problème est intimement lié à l'effet théière, largement observé dans la vie courante : lorsque par exemple on souhaite se servir une tasse de thé, il arrive bien souvent que le thé ruisselle le long du bec verseur de la théière plutôt que de couler dans la tasse.*

*Si les influences de la courbure de la surface et de la vitesse de l'écoulement sur le comportement du film liquide, déjà mises en évidence par le passé, sont retrouvées au cours des expériences, la mouillabilité du solide apparaît comme un nouveau paramètre du problème, sur lequel on peut également jouer pour favoriser le ruissellement ou l'éjection du liquide. L'analyse théorique proposée permet de rationaliser des effets observés en introduisant dans le bilan de quantité de mouvement du film une force d'adhésion hydro-capillaire, qui tient compte à la fois de la condition de raccordement du film sur la surface solide (mouillabilité), de la contribution capillaire des interfaces liquide-gaz qui cernent le film liquide et des caractéristiques de l'écoulement (courbure et vitesse du film).*

### 4.1 Motivations et aperçu qualitatif du phénomène étudié

Dans le chapitre précédent, nous avons montré que lors de l'impact d'une sphère solide dans un volume de liquide, la mouillabilité de la surface, ainsi que le rapport de la tension de surface et de la viscosité du liquide jouent un rôle crucial sur la création d'une cavité d'air dans le sillage de la sphère. L'analyse de ce phénomène



a permis d'identifier comme acteur principal le mince film liquide qui s'étale le long des parois solides au cours de l'impact, et plus précisément la dynamique de la ligne triple formée entre le film et la sphère.

Ces résultats nous ont amenés à considérer la situation expérimentale inverse qui consiste à envoyer un jet liquide de vitesse constante sur un impacteur solide immobile. Dans ce cas, le jet s'écrase en formant un film liquide qui s'étale sur le solide. On peut alors se demander si des analogies entre la situation d'impact de sphères et le comportement du film lorsqu'il arrive au bord de l'impacteur peuvent être mises en évidence, notamment en ce qui concerne un éventuel effet de la mouillabilité de la surface solide. De telles situations d'impact ont été mises en œuvre puis étudiées théoriquement, notamment par F. Savart [78, 79] et J. Boussinesq [80, 81], et plus récemment par C. Clanet [82–84], dans le but de caractériser les cloches liquides qui peuvent se former lorsque le film liquide est éjecté du solide. Nous choisissons, pour mener la présente étude, de reprendre la géométrie de l'impacteur adoptée par C. Clanet, qui consiste en un disque horizontal à bord franc de rayon  $R_i$  (voir figure 4.1a). Pour élargir le cadre de l'étude, et mener une investigation de l'influence possible de la courbure de la surface solide au bord de l'impacteur (zone d'éjection), nous ne nous limitons pas à cette géométrie. Des impacteurs à bord courbé sont donc également utilisés (figure 4.1b) ; le disque central est dans ce cas prolongé par un bord arrondi, de rayon de courbure  $r_i$  fixé.

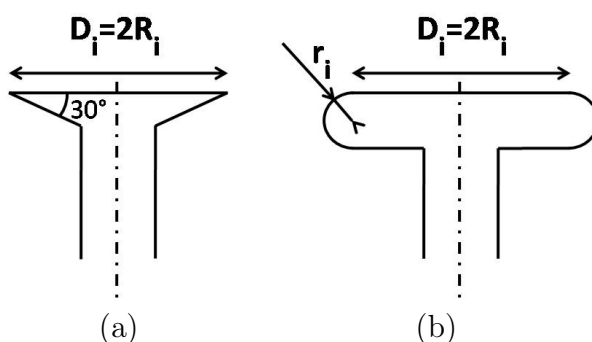


Fig. 4.1: Géométries adoptées pour les impacteurs utilisés : un disque horizontal de rayon  $R_i = 7,5$  mm, soit terminé par une arête vive en utilisant un tronc de cône renversé (a), soit prolongé par une surface courbée, de rayon de courbure  $r_i$  (b). Sur la figure, les lignes discontinues représentent les axes de symétrie de chacun des deux solides.

Lorsque le jet liquide de diamètre  $D_0 < 2R_i$  est envoyé verticalement sur le centre de l'impacteur, le film liquide s'étale sur le disque central dans un écoulement radial, jusqu'au bord de ce dernier. Son comportement, lorsqu'il arrive sur cette

zone, dépend fortement de la vitesse  $U_0$  du jet incident, et l'on montre sur la figure 4.2 les situations caractéristiques qui ont pu être observées :

- **Ejection du liquide.** Pour les vitesses d'écoulement les plus élevées, le film est éjecté de la surface solide en bordure d'impacteur sous un angle  $\psi_0$  mesuré par rapport à la verticale (figure 4.2a). Il forme alors une nappe ou cloche liquide, qui peut éventuellement se refermer autour du support de l'impacteur sous l'action de la gravité et de la tension de surface du liquide<sup>\*</sup>. La caractérisation des cloches liquides formées sur des impacteurs à bord franc a donné lieu à de nombreuses études expérimentales [78, 79, 82–86] et théoriques [80, 81, 87–90] depuis le XIX<sup>e</sup> siècle.
- **Ruissellement.** Lorsque  $U_0$  diminue, l'angle d'éjection du film diminue également (figure 4.2b), jusqu'à ce que le liquide ne soit plus éjecté et ruisselle le long de la paroi solide (figure 4.2c). On peut définir alors une vitesse seuil  $U_0^*$  associée à cette transition éjection-ruissellement.<sup>†</sup>

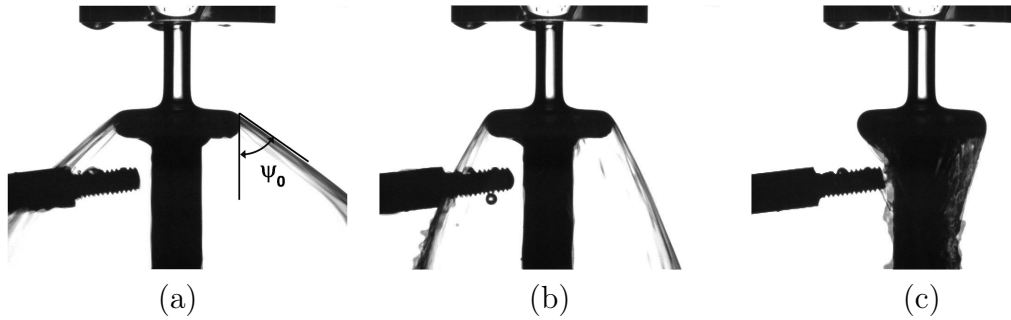


Fig. 4.2: Évolution du comportement du film liquide lorsque la vitesse du jet décroît ; (a) :  $U_0 = 4,00$  m/s, (b) :  $U_0 = 3,33$  m/s et (c) :  $U_0 = 3,16$  m/s  $\approx U_0^*$ . Ces images sont obtenues avec un jet de diamètre  $D_0 = 4,0$  mm, et un impacteur en aluminium natif de dimensions  $R_i = 7,5$  mm et  $r_i = 2$  mm. On introduit sur l'image (c) l'angle  $\psi_0$  sous lequel est éjectée la nappe liquide.

Cette première observation nous incite à mettre en parallèle les deux types d'im-

\*. Pour assurer l'égalité des pressions de part et d'autre de la nappe liquide lorsque celle-ci se referme sous l'impacteur, on place sous ce dernier une tige métallique dont le rôle est de percer la nappe liquide. Cette tige est visible sur une grande partie des photographies présentées dans ce chapitre.

†. Signalons un autre comportement du film liquide, qui n'a cependant jamais été observé au cours de notre étude, mais qui peut survenir lors de l'étalement du film sur le disque solide : il s'agit du ressaut hydraulique, qui se produit dans le cas où le diamètre du jet incident est très petit devant celui du disque impacté. Ce phénomène engendre la création, sur la surface d'étalement, d'une zone de transition bien localisée où l'écoulement rapide dans le film de faible épaisseur devient brutalement beaucoup plus lent, ce qui implique une augmentation de l'épaisseur de liquide [78, 91–93].

pacts (sphère/liquide et jet/solide), puisque dans les deux cas on observe l'existence d'un seuil en vitesse relative liquide-solide, qui sépare deux domaines : celui où le solide est entièrement recouvert par le film liquide à l'impact (domaine des basses vitesses), et le domaine des hautes vitesses dans lequel le film liquide est éjecté de la paroi solide.

Le fait que le film liquide a tendance à suivre le contour de la paroi solide lorsqu'il arrive en bordure du disque central est connu sous le nom d'*effet Coanda*, phénomène plutôt contre-intuitif, puisque l'on pourrait s'attendre à une éjection horizontale du film, sous l'action de l'inertie du liquide.

Ce phénomène peut être observé lorsqu'un gaz ou un liquide — dans ce cas, on l'appelle également *effet théière* — s'écoule le long d'une paroi solide plus ou moins courbée. Pour un écoulement gazeux, l'effet Coanda trouve son origine dans des effets purement hydrodynamique, et est généralement expliqué par la courbure des lignes de courant : celle-ci engendre une dépression dans l'écoulement au voisinage de la surface solide et pousse le gaz qui s'écoule à suivre le contour de la paroi [76]. En revanche, le problème est plus complexe lorsqu'il s'agit d'un écoulement liquide, puisque cette situation implique cette fois l'existence d'interfaces. On trouve dans la littérature plusieurs tentatives d'explication de cet effet théière : certaines abordent le problème du point de vue purement hydrodynamique [94–97], tandis que d'autres introduisent la contribution capillaire de l'interface liquide-gaz formant la face supérieure du film liquide au travers de termes du type « pression de Laplace » [98, 99]. Toutefois, aucune de ces études ne considère la condition de raccordement des interfaces liquide-gaz sur la paroi solide, associée au mouillage. Seuls les travaux de Kistler et Scriven [100] tiennent compte des propriétés de mouillage dans l'étude de la déviation d'un écoulement liquide en régime visqueux sur un plan incliné terminé par une arête vive. Ceux-ci s'intéressent à l'extension de la zone mouillée par le liquide sous l'arête solide, et ont montré que cette zone est d'autant plus grande que le solide est mouillant, et/ou que l'hystérésis de mouillage est grande. Néanmoins, on peut noter que l'influence de la mouillabilité sur le ruissellement du liquide le long de la paroi n'a pas été mise en évidence par cette dernière étude.

Or, d'après les photographies des figures 4.3 et 4.4, obtenues pour deux impacteurs de géométrie identique, mais de mouillabilités différentes, on se rend compte que la mouillabilité de la surface solide est ici encore un paramètre central, qui joue tant sur la déflexion de l'écoulement par la paroi solide que sur la vitesse seuil de ruissellement. En effet, on observe (figure 4.3) que l'angle d'éjection du film est, à même vitesse, plus important pour un impacteur superhydrophobe que pour un impacteur en aluminium non traité. Outre l'influence sur  $\psi_0$ , la position du seuil de ruissellement est également affectée par la modification des propriétés de mouillage de la surface (figure 4.4) : alors que le liquide ruisselle sur un impacteur

hydrophile pour un jet de vitesse donnée, ici 3,16 m/s, le film liquide est éjecté de l'impacteur superhydrophobe de même géométrie placé sous le même jet liquide.

La mouillabilité du solide impacté par le jet se présente donc ici comme un paramètre crucial dans le phénomène d'éjection/ruissellement de la nappe liquide sur l'impacteur.

Une observation complémentaire est que l'angle d'éjection du film liquide est fortement dépendant du rayon de courbure au bord  $r_i$ , tout comme le seuil de ruissellement<sup>‡</sup> : comme on peut le voir sur la figure 4.5, à vitesse constante, le film liquide est beaucoup moins défléchi par une surface de grande courbure, tandis que la vitesse seuil de ruissellement est plus élevée sur les impacteurs de grand rayon de courbure (figure 4.6). Ce résultat qualitatif est assez intuitif : il semble plus « facile » pour le liquide de suivre une paroi solide aux courbes douces qu'une surface qui impose au film un virage très marqué. On notera d'ailleurs que cet effet du rayon de courbure de la surface solide est au centre d'une stratégie anti-ruissellement abondamment suivie pour concevoir notamment des becs verseurs « anti-gouttes » : le bord du bec doit être le plus fin (et donc courbé) possible dans le but de favoriser l'éjection du liquide.

La mise en évidence de ces deux paramètres, que sont l'angle de contact et le rayon de courbure, nous a conduit à réaliser une étude plus exhaustive du problème de ruissellement sur des surfaces de différentes courbures, et plus ou moins mouillantes.

## 4.2 Dispositif expérimental

Avant de présenter les résultats de cette étude, nous détaillons une nouvelle fois les différents éléments du dispositif expérimental qui a été mis au point, ainsi que les protocoles d'acquisition et d'analyse des données.

### 4.2.1 Impacteurs

La mouillabilité et la courbure au bord des impacteurs ayant été identifiés comme des paramètres d'influence sur le phénomène de ruissellement et d'éjection, il a fallu disposer d'un jeu d'impacteurs de géométries différentes, sur lesquels des traitements de surface ont été appliqués pour modifier leur mouillabilité. Au total, 4 géométries ont été mises en œuvre, dont trois correspondent au schéma de la figure 4.1a, avec  $r_i = 0,5 ; 1,0$  ou  $2,0$  mm, et une géométrie « à bord franc » pour laquelle  $r_i \rightarrow 0$ , représentée sur la figure 4.1b. Pour chacune de ces géométries, 4 mouillabilités de surface ont été étudiées, se répartissant dans toute la gamme

---

<sup>‡</sup>. On peut remarquer que cette dépendance est en contraste avec le cas des impacts de sphères, pour lesquels le rayon des sphères ne modifie pas la position du seuil de création de cavité.

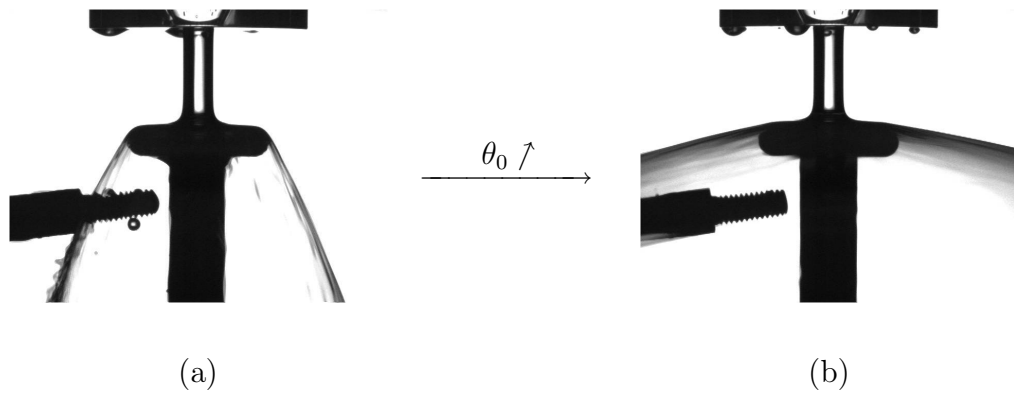


Fig. 4.3: Influence de la mouillabilité sur l'angle d'éjection des nappes liquides : un jet de diamètre  $D_0 = 4 \text{ mm}$  et de vitesse  $U_0 = 3,33 \text{ m/s}$  est envoyé sur un impacteur hydrophile (a :  $\theta_0 \approx 80^\circ$ ) et sur un impacteur superhydrophobe (b :  $\theta_0 \approx 172^\circ$ ). Les deux impacteurs sont de géométrie identique, avec  $R_i = 7,5 \text{ mm}$  et  $r_i = 2,0 \text{ mm}$ .

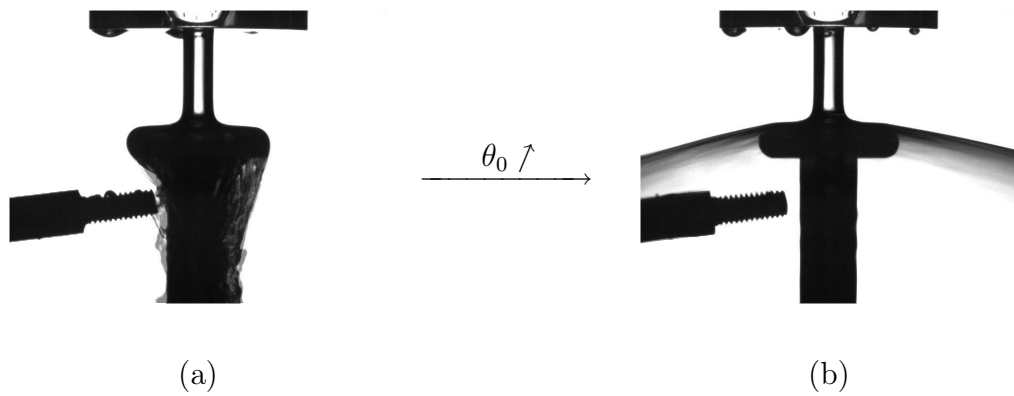


Fig. 4.4: Ruissellement ou éjection du film liquide selon la mouillabilité de la surface solide (a :  $\theta_0 \approx 80^\circ$  et b :  $\theta_0 \approx 172^\circ$ ), lorsqu'un jet de diamètre  $D_0 = 4 \text{ mm}$  et de vitesse  $U_0 = 3,16 \text{ m/s}$  est envoyé sur des impacteurs géométriquement identiques, avec  $R_i = 7,5 \text{ mm}$  et  $r_i = 2,0 \text{ mm}$ .

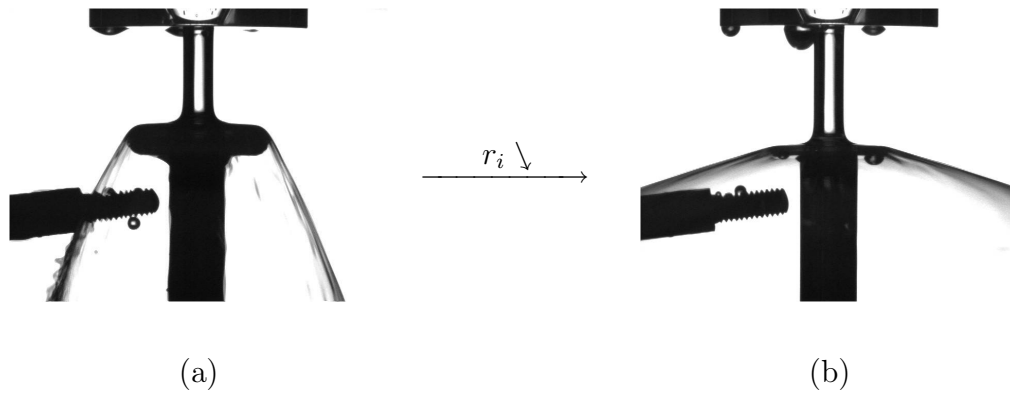


Fig. 4.5: Influence de  $r_i$  sur l'angle d'éjection des nappes liquides : deux impacteurs de même mouillabilité ( $\theta_0 \approx 80^\circ$ ) et de géométries différentes (a :  $r_i = 2,0$  mm ; b :  $r_i = 0,5$  mm) sont impactés par un jet de diamètre  $D_0 = 4$  mm et de vitesse  $U_0 = 3,33$  m/s.

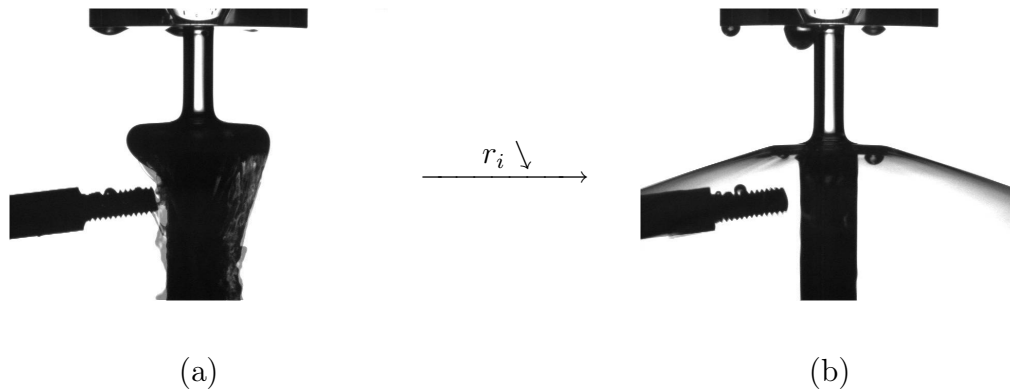


Fig. 4.6: Ruissellement ou éjection du film liquide selon la courbure de la surface solide (a :  $r_i = 2,0$  mm ; b :  $r_i = 0,5$  mm), lorsqu'un jet de diamètre  $D_0 = 4$  mm et de vitesse  $U_0 = 3,16$  m/s est envoyé sur des impacteurs de même mouillabilité ( $\theta_0 \approx 80^\circ$ ).

d'angles de contact :  $\theta_0 = (10 \pm 5)^\circ$ ,  $(78 \pm 5)^\circ$ ,  $(115 \pm 5)^\circ$ , sur des impacteurs en aluminium ayant subi différents traitements chimiques, et  $\theta_0 = (172 \pm 4)^\circ$  sur des impacteurs en cuivre rendus superhydrophobes par un dépôt d'argent fonctionnalisé. § Ainsi, l'investigation du seuil de ruissellement et de l'angle d'éjection d'une nappe liquide a été menée sur 16 impacteurs différents, correspondant chacun à un couple de valeurs  $(r_i, \theta_0)$ .

#### 4.2.2 Jet liquide

Le circuit hydraulique qui permet de créer le jet liquide est constitué d'un réservoir cylindrique de diamètre  $D_r = 94$  mm et haut d'environ 60 centimètres. Ce réservoir, muni d'un capteur de niveau, est connecté à une buse d'éjection par un tuyau flexible de diamètre intérieur  $D_t$  égal à 12 millimètres. On introduit l'altitude  $h_0$  du fond du réservoir par rapport à la buse, et  $h_r$  le niveau de liquide mesuré dans le réservoir. La hauteur de liquide totale au-dessus de l'orifice de sortie du jet vaut donc  $h_{tot} = h_0 + h_r$  (figure 4.7).

Deux buses tronconiques en polycarbonate, de diamètre d'entrée égal au diamètre intérieur du tuyau, et de diamètres de sortie  $D_0 = 4,02$  mm et 1,98 mm, ont été utilisées. La contraction de l'écoulement dans le tronc de cône permet à la fois d'obtenir un écoulement bouchon dans le jet [101, 102], et d'imposer avec précision le diamètre du jet en évitant le phénomène de contraction de ce dernier à sa sortie de la buse [53].

Le capteur de niveau mentionné plus haut a été mis au point dans le but de convertir la mesure du niveau d'eau en tension, pour permettre de mesurer  $h_r$  dans la gamme 0—60 cm, avec une précision inférieure au millimètre. Cette conversion est assurée par un potentiomètre à 10 tours monté en diviseur de tension, alimenté par une tension continue de 5,00 V. La différence de potentiel  $\Delta V_{pot}$  qui peut être mesurée entre le curseur du potentiomètre et la masse dépend alors linéairement de la position angulaire  $\beta$  du bouton, comme le montre la droite d'étalonnage du potentiomètre (figure 4.8).

Un flotteur placé à la surface du liquide est suspendu à un fil, lui-même enroulé sur le bouton du potentiomètre, de diamètre  $D_{pot} = 4,00$  cm. De ce fait, la position angulaire  $\beta$  est une fonction affine de la hauteur de liquide  $h_r$ . Le dispositif étant réglé pour avoir  $\beta = 0$  lorsque le réservoir est vide ( $h_r = 0$ ), on a, en exprimant  $\beta$  en degrés :

$$\beta = \frac{360 h_r}{\pi D_{pot}}, \quad (4.1)$$

---

§. Pour le détail des traitements de surface utilisés pour obtenir les différentes valeurs d'angle de contact, on pourra consulter l'annexe A, page 135.

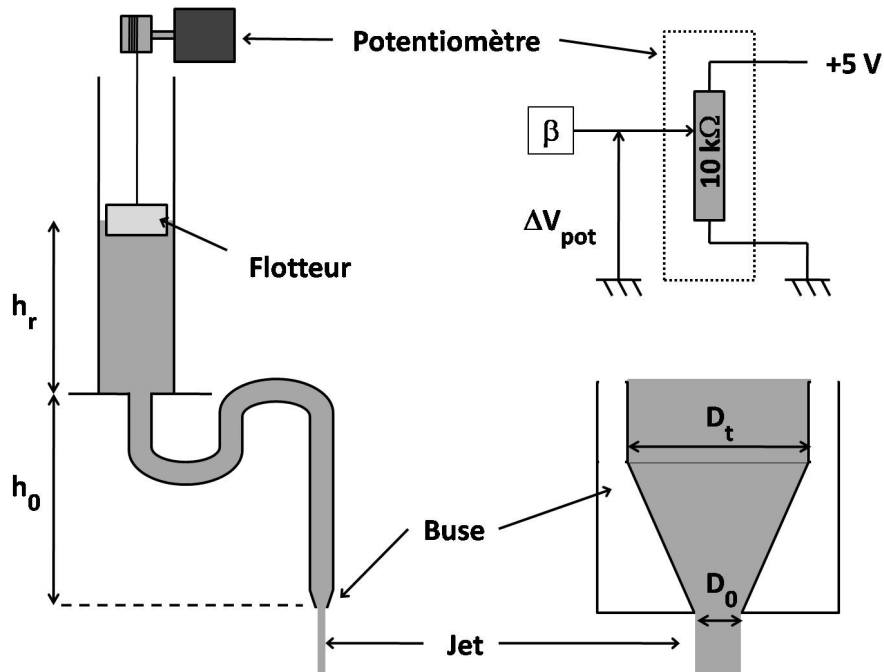


Fig. 4.7: Présentation du circuit hydraulique permettant de créer le jet liquide et schéma de principe du capteur de niveau : la tension  $\Delta V_{pot}$  est imposée par l'angle  $\beta$  du bouton du potentiomètre, lui-même proportionnel à la hauteur de liquide dans le réservoir  $h_r$ .

d'où l'on tire la relation entre  $h_r$  et  $\Delta V_{pot}$  :

$$h_r = \frac{\pi}{360} \frac{D_{pot}}{\alpha_{pot}} \Delta V_{pot}. \quad (4.2)$$

Ce dispositif a permis d'obtenir des jets liquides de vitesse comprise dans la gamme 0–6 m/s, et de diamètres  $D_0 = 4,0$  mm et 2,0 mm selon la buse utilisée. Notons qu'au cours des travaux sur les cloches liquides menée par C. Clanet [83], le paramètre géométrique  $D_0/D_i$  (où l'on rappelle que  $D_i$  est le diamètre du disque central de l'impacteur) a été largement étudié, et sera essentiellement laissé de côté dans la présente étude. Aussi, on ne trouvera dans ce chapitre que des mesures obtenues pour le jet le plus épais ( $D_0 = 4,0$  mm), tandis que les résultats expérimentaux correspondant au jet de diamètre  $D_0 = 2,0$  mm sont regroupés dans l'annexe C, page 147.



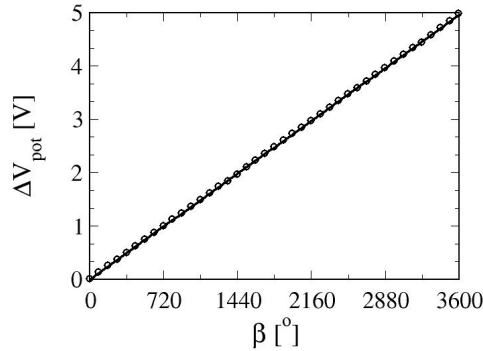


Fig. 4.8: Droite d'étalonnage du potentiomètre utilisé pour le capteur de niveau. La tension de sortie  $\Delta V_{pot}$  est proportionnelle à la position  $\beta$  (mesurée en degrés) du bouton ; le facteur de proportionnalité mesuré expérimentalement vaut  $\alpha_{pot} = 1,38 \text{ mV}/^\circ$

#### 4.2.3 Déroutement de l'expérience - Acquisition

Avant de démarrer l'expérience, trois réglages sont à effectuer : en premier lieu, la verticalité du jet et l'horizontalité du disque central de l'impacteur sont ajustées à  $1^\circ$  près ; puis vient l'étape de centrage du jet sur l'impacteur. On observe le comportement du film liquide sur l'impacteur au moyen d'une caméra CCD pilotée par ordinateur. L'expérience proprement dite démarre lorsque, le réservoir étant plein et la hauteur  $h_0$  étant fixée, on ouvre le circuit hydraulique. À cet instant, le jet liquide s'établit et le niveau d'eau  $h_r$  dans le réservoir commence à diminuer. L'acquisition informatisée de la hauteur  $h_r$  en fonction du temps  $t$ , à la fréquence de 20 Hz, est lancée au même instant que l'acquisition vidéo. Cette dernière consiste à enregistrer 5 images de l'impact, espacées de  $1/25^e$  de seconde, à chaque fois que la hauteur  $h_r$  est décrétementée d'environ 2 cm, les images étant indexées par le temps auquel elles ont été prises.

On stoppe l'enregistrement des données lorsque la première des deux conditions suivantes est réalisée : soit lorsque le niveau  $h_r$  arrive à 0, soit lorsque le seuil de ruissellement est franchi. Dans le premier des deux cas, on recommence l'expérience après avoir abaissé le réservoir (diminution de  $h_0$ ) d'environ sa hauteur, et cela jusqu'à atteindre le seuil de ruissellement. On considère en pratique que ce seuil est dépassé lorsque le film liquide contourne le bord de l'impacteur sans être éjecté et mouille la partie inférieure de ce dernier, ce qui semble survenir lorsque l'angle d'éjection  $\psi_0$  s'approche de  $0^\circ$ . On associe l'erreur sur la détermination du seuil de ruissellement à l'incertitude sur le temps auquel la transition se produit, de l'ordre

de quelques secondes (de 2 à 5 s selon le cas).

Notons enfin qu'un phénomène d'hystérésis de l'angle d'éjection s'est manifesté dans certains cas au raccord entre deux séries de mesures successives, correspondant à deux hauteurs de cuve  $h_0$  différentes. Ce problème peut être mis en relation avec l'existence d'une bistabilité pour l'angle d'éjection d'un film liquide rapporté par Kistler et Scriven [100]. En pratique, ce phénomène parasite a pu être minimisé d'une part en plaçant un déflecteur entre la buse et l'impacteur à l'ouverture du circuit pour permettre à l'écoulement de s'établir avant de retirer ce déflecteur et de laisser le jet s'étaler sur l'impacteur, et d'autre part en effectuant toutes les mesures lorsque la vitesse du jet  $U_0$  décroît.

#### 4.2.4 Traitement des données

Une fois que l'expérience est terminée, on se trouve en possession de l'évolution de la hauteur  $h_r$  en fonction du temps, ainsi que des images de l'impact au cours du temps. Une étape de traitement des données brutes est alors nécessaire pour déduire des mesures la vitesse seuil de ruissellement ainsi que l'évolution de l'angle d'éjection du film en fonction de la vitesse du jet. Pour cela, on procède en plusieurs étapes : dans un premier temps, on tire des données de  $h_r(t)$  la vitesse seuil  $U_0^*$  ainsi que l'évolution de la vitesse du jet  $U_0(t)$ , de manière à pouvoir associer à chaque image enregistrée la vitesse du jet correspondante. Dans un deuxième temps, les angles d'éjection  $\psi_0$  sont mesurés en opérant un traitement informatisé des images, et l'on obtient ainsi l'évolution de  $\psi_0$  avec  $U_0$ . Détaillons maintenant ces deux étapes du processus de traitement de données.

##### *i Vitesse du jet $U_0(t)$ et vitesse seuil de ruissellement*

Pour un liquide incompressible, la conservation du débit entre la surface libre du réservoir et la sortie de la buse s'écrit

$$-D_r^2 \frac{dh_r}{dt} = D_0^2 U_0. \quad (4.3)$$

En remplaçant  $h_r$  par son expression en fonction de  $\Delta V_{pot}$  (équation 4.2), on obtient la relation entre  $U_0$  et  $\Delta V_{pot}$  :

$$U_0 = - \left( \frac{D_r}{D_0} \right)^2 \left( \frac{\pi D_{pot}}{360 \alpha_{pot}} \right) \frac{d(\Delta V_{pot})}{dt}. \quad (4.4)$$

Ainsi, la différenciation de l'évolution de  $\Delta V_{pot}(t)$  donne accès à l'évolution de la vitesse du jet  $U_0$  avec le temps  $t$  (figure 4.9), et la valeur de la vitesse seuil de ruissellement  $U_0^*$  est donnée par la dernière valeur de  $U_0$  mesurée avant la disparition des cloches.

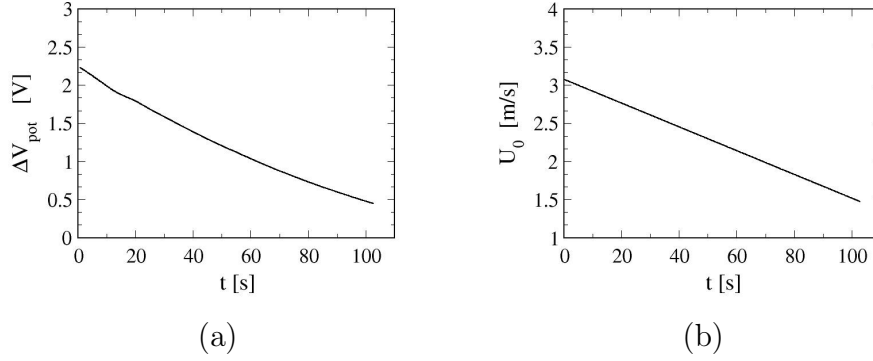


Fig. 4.9: Exemple d'une mesure de l'évolution de  $\Delta V_{pot}$  avec le temps (a), et déduction de l'évolution  $U_0(t)$  correspondante (b) d'après l'équation 4.4.

Il ne faut pas perdre de vue que la mesure de vitesse ainsi effectuée à partir de l'évolution de  $\Delta V_{pot}$  correspond à la vitesse du jet à sa sortie de la buse, puisque les expressions 4.3 et 4.4 tiennent compte du diamètre de sortie  $D_0$  de celle-ci. À sa sortie du circuit hydraulique, le jet s'accélère sous l'action de la pesanteur, et sa vitesse  $U_{jet}(z)$ , évaluée à une distance  $z$  de l'orifice de sortie de la buse, peut être déterminée en appliquant la conservation du débit :

$$U_{jet}(z) = U_0 \left( \frac{D_0}{D_{jet}(z)} \right)^2, \quad (4.5)$$

où  $D_{jet}(z)$  est le diamètre du jet à une distance  $z$  de la buse. Pour associer à chacune des images enregistrées la vitesse réelle du jet lorsqu'il arrive sur l'impacteur, l'évolution  $U_0(t)$  obtenue par l'équation 4.4 a donc été corrigée d'après l'équation 4.5 en mesurant  $D_{jet,0}$  sur les images à une hauteur égale à  $D_0$  au-dessus de l'impacteur (figure 4.11), cette distance étant choisie par convention.

Notons toutefois que la variation  $D_{jet,0}/D_0$  du diamètre du jet associée à cette accélération gravitaire est très limitée. En effet, par l'équation de Bernouilli, appliquée au jet lors de sa chute d'une hauteur  $z$  après sa sortie de la buse, on obtient

$$(U_{jet}(z))^2 = U_0^2 + 2gz, \quad (4.6)$$

où  $g$  est l'accélération de la pesanteur. Ainsi, la combinaison des équations 4.5 et 4.6 donne

$$\frac{D_{jet}(z)}{D_0} = \left( 1 + \frac{2gz}{U_0^2} \right)^{-1/4}. \quad (4.7)$$

Au cours des expériences, le diamètre du jet a été mesuré à une hauteur  $D_0$  de l'impacteur, soit à une distance  $z$  de la buse de l'ordre de 1 cm. L'application

numérique de l'équation 4.7 pour  $z = 1$  cm, et pour une vitesse  $U_0 = 1$  m/s (limite la plus défavorable explorée au cours des mesures) donne ainsi  $(D_{jet,0}/D_0) \approx 1,05$ , soit une variation maximale de 5% du diamètre du jet. Cette faible variation du diamètre nous a ainsi permis de considérer un diamètre de jet constant  $D_{jet,0} \approx D_0$ , tout en corrigeant la vitesse de l'écoulement.

Dans toute la suite, pour ne pas multiplier les notations et simplifier la lecture, on notera  $U_0$  la vitesse du jet corrigée.

### ii Traitement d'images

Le traitement des images a donc pour but d'extraire à la fois le diamètre  $D_{jet}$  du jet lorsqu'il arrive sur l'impacteur et la valeur de l'angle d'éjection  $\psi_0$  du film liquide. Dans le but de s'affranchir d'éventuelles perturbations de l'interface liquide (fluctuations, vibrations de la cloche liquide), on effectue le traitement d'image sur des images moyennes : pour chaque groupe de 5 images, une « image moyenne » est obtenue en calculant pixel par pixel la moyenne de l'intensité lumineuse des 5 images. On indexe l'image ainsi fabriquée par le temps moyen auquel le groupe de 5 images a été acquis (figure 4.10).

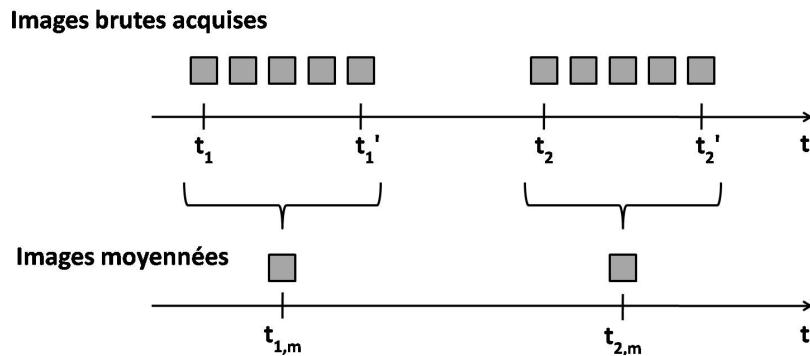


Fig. 4.10: Illustration de l'opération de moyenne des images et des temps d'acquisition associés.

Sur chacune des images moyennes, on peut alors procéder à l'extraction du profil de l'interface liquide par une méthode de seuillage local qui permet de déterminer la position du contour de l'interface avec une précision subpixel. La figure 4.11(a,b) présente l'exemple d'une image acquise et du profil extrait correspondant. Cette opération permet de déduire la valeur, en tout point de l'interface liquide, de l'angle  $\psi$  mesuré entre la verticale descendante et la tangente à l'interface. Le tracé de  $\psi$  en fonction de la distance à l'axe de symétrie du problème  $d_{axe}$  présente trois zones distinctes (figure 4.11c) :

- Sur la zone I, qui correspond à l'étalement quasi-radial du film sur le disque central de l'impacteur, la valeur de  $\psi$  est très proche de  $90^\circ$  — l'écart à cette valeur est dû à l'amincissement du film qui s'étale.
- Pour les distances à l'axe les plus élevées (zone III), le liquide est déjà éjecté de la paroi solide, et la variation lente de  $\psi$  est liée à la forme de la nappe liquide ainsi créée.
- La zone II, dans laquelle  $\psi$  décroît rapidement et qui correspond à l'étalement du film liquide sur la zone courbée du bord de l'impacteur, connecte la zone d'écoulement quasi-horizontale du film à la nappe liquide éjectée. L'angle  $\psi_0$  est donc mesuré à l'intersection des zones II et III, qui correspond au lieu de l'éjection du liquide.

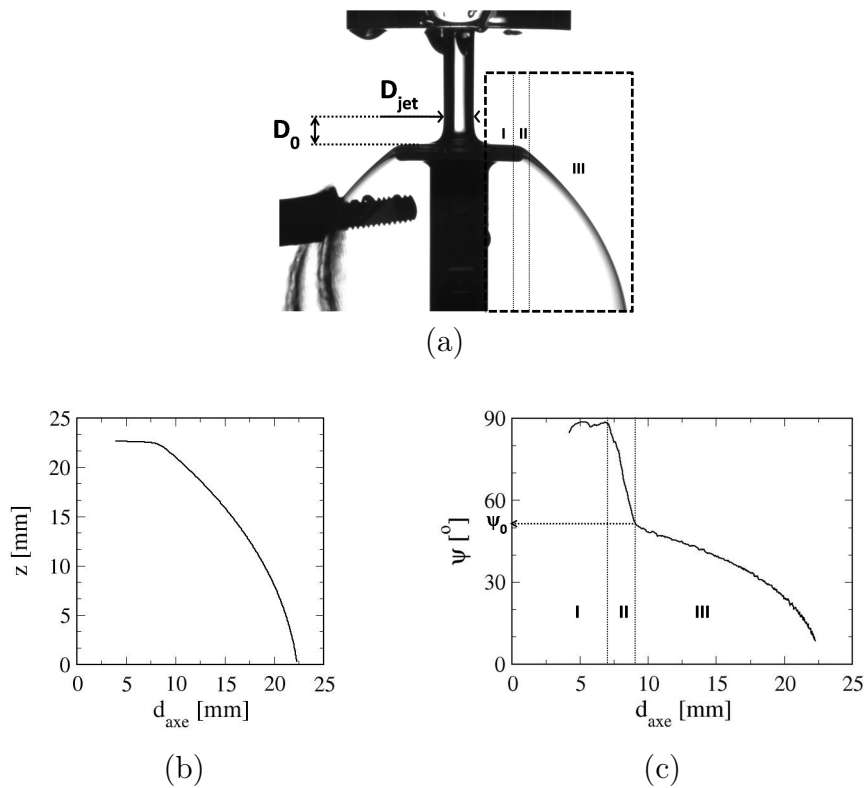


Fig. 4.11: Exemple d'un profil de l'interface liquide-gaz (b) extrait à partir d'une image moyennée (a), et évolution correspondante de  $\psi$  en fonction de la distance à l'axe de symétrie du problème, pour un impacteur de rayon au bord  $r_i = 1$  mm impacté par un jet d'eau de diamètre 4 mm et de vitesse  $U_0 = 2,0$  m/s.

En collectant les valeurs mesurées de  $\psi_0$  sur chacune des images moyennées, on tire l'évolution de l'angle d'éjection du film liquide en fonction de la vitesse  $U_0$  du

jet incident.

#### 4.2.5 Validité des mesures effectuées

Comme on a pu le remarquer dans la présentation du protocole expérimental, on a considéré que la méthode d'obtention du film, bien que dynamique puisque  $U_0$  décroît au cours du temps, permet de faire les mêmes observations que si l'expérience était stationnaire. Dans le but de vérifier la validité de cette hypothèse, des mesures d'angles d'éjection complémentaires ont été réalisées en régime rigoureusement stationnaire, en asservissant le niveau  $h_r$  de liquide dans le réservoir, la vitesse du jet étant alors déduite d'une mesure de débit effectuée au débit-mètre. La correspondance parfaite des résultats obtenus pour  $\psi_0(U_0)$  avec les deux dispositifs différents nous permet donc de valider le choix du dispositif dynamique pour accéder à des mesures correspondant au régime stationnaire.

D'autre part, lors de l'acquisition vidéo, on a fait l'hypothèse que l'angle d'éjection du film ne varie pas au cours de la prise de 5 images à 25 Hz, soit pendant une durée  $\tau_{acq} = 0,16$  s. On peut également s'assurer que cette hypothèse est réaliste en estimant la variation  $\Delta\psi_0(\tau_{acq})$  de l'angle  $\psi_0$  associée à la durée  $\tau_{acq}$ . Si l'on considère que le film passe d'une situation d'éjection horizontale à une situation de ruissellement (soit une déflexion de  $180^\circ$ ) pendant le temps  $\tau_{exp}$ , alors on a

$$\Delta\psi_0(\tau_{acq}) \approx \frac{\tau_{acq}}{\tau_{exp}} \times 180^\circ = 0,24^\circ. \quad (4.8)$$

L'erreur ainsi introduite sur la détermination de  $\psi_0$  est complètement négligeable par rapport à l'incertitude totale, de l'ordre de  $2^\circ$ , liée à l'extraction de l'angle d'éjection à partir des images, et surtout à l'erreur liée aux réglages géométriques de l'expérience.

### 4.3 Présentation des résultats

L'acquisition et l'analyse des données expérimentales, dont les protocoles viennent d'être décrits, ont permis de mesurer la vitesse seuil de ruissellement, ainsi que l'évolution de l'angle d'éjection du film avec la vitesse du jet incident pour chacun des impacteurs. Cette partie est consacrée dans un premier temps à la présentation des seuils de ruissellement mesurés, puis on exposera les résultats obtenus en termes de l'évolution de l'angle d'éjection du liquide, en fonction des différents paramètres : le rayon de courbure  $r_i$  et l'angle de contact statique  $\theta_0$  déjà évoqués, ainsi que la viscosité  $\eta_L$  du liquide.

## 4.3.1 Seuil de ruissellement

Il ressort de cette étude que le seuil en vitesse  $U_0^*$ , en-dessous duquel le ruissellement du liquide est obtenu, dépend conjointement de la mouillabilité ( $\theta_0$ ) et de la géométrie ( $r_i$ ) des impacteurs.

En effet, on peut observer sur la figure 4.12 que la mouillabilité des impacteurs, à  $r_i$  fixé, influe fortement sur la position du seuil de ruissellement :  $U_0^*$  est, d'une manière générale, d'autant plus élevée que la surface solide de l'impacteur est mouillante.

D'autre part, lorsque le rayon de courbure augmente, à  $\theta_0$  fixé, on remarque que le seuil de ruissellement augmente également.

Notons également que l'influence de la mouillabilité est de moins en moins marquée lorsque  $r_i$  diminue, à tel point qu'elle n'est plus perceptible dans le cas limite des impacteurs à bords francs ( $r_i \rightarrow 0$ ). De la même manière, la variation de  $U_0^*$  avec la courbure de l'impacteur diminue lorsque  $\theta_0$  augmente, et va jusqu'à disparaître presque complètement sur les impacteurs superhydrophobes ( $\theta_0 \rightarrow 180^\circ$ ).

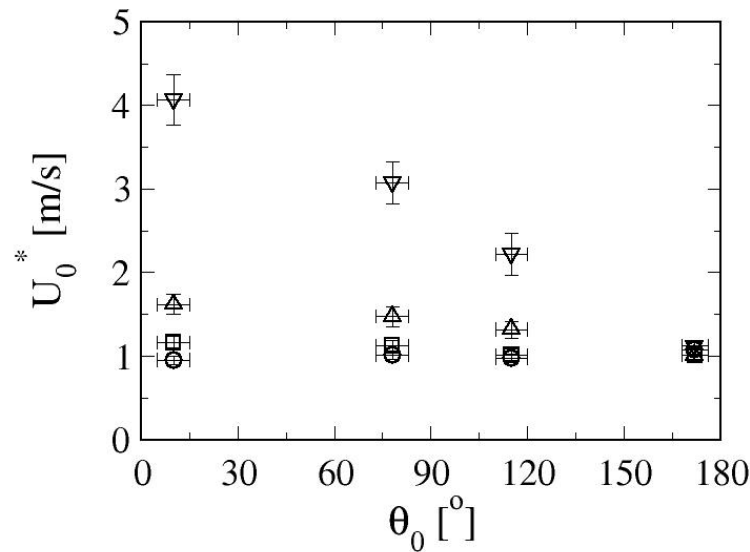


Fig. 4.12: Évolution de la vitesse seuil de ruissellement  $U_0^*$  avec la mouillabilité des impacteurs pour différentes valeurs du rayon de courbure  $r_i$  :  $r_i \approx 0$  ( $\circ$ ), 0,5 mm ( $\square$ ), 1 mm ( $\triangle$ ) et 2 mm ( $\nabla$ ), pour un jet d'eau de diamètre  $D_0 = 4,0$  mm.

L'effet majeur de la mouillabilité sur le seuil d'éjection marque une grande similitude avec les résultats observés sur le seuil d'entraînement de cavité lors des

impacts de sphères. Dans ce dernier cas, le second résultat remarquable, à savoir la dépendance de la vitesse seuil en  $\gamma/\eta_L$ , a montré la forte influence de la viscosité du liquide sur la position du seuil. Aussi, il est assez naturel de mener ici une investigation du seuil de ruissellement lorsque la viscosité du liquide est modifiée. Ceci a été réalisé en utilisant un mélange eau-glycérol (20 % en volume de glycérol) de viscosité  $\eta_L = 2,0$  mPa.s — soit deux fois plus grande que celle de l'eau<sup>¶</sup>.

La superposition des données expérimentales obtenues pour l'eau et pour le mélange eau-glycérol (figure 4.13) montre que les valeurs de  $U_0^*$  mesurées en fonction de la mouillabilité et du rayon de courbure au bord des impacteurs sont sensiblement les mêmes que ceux obtenus avec l'eau. Ainsi, on n'observe pas la forte dépendance du seuil d'éjection avec la viscosité du liquide. Ce résultat semble donc indiquer que le seuil d'éjection du film liquide n'est pas fixé par un nombre capillaire.

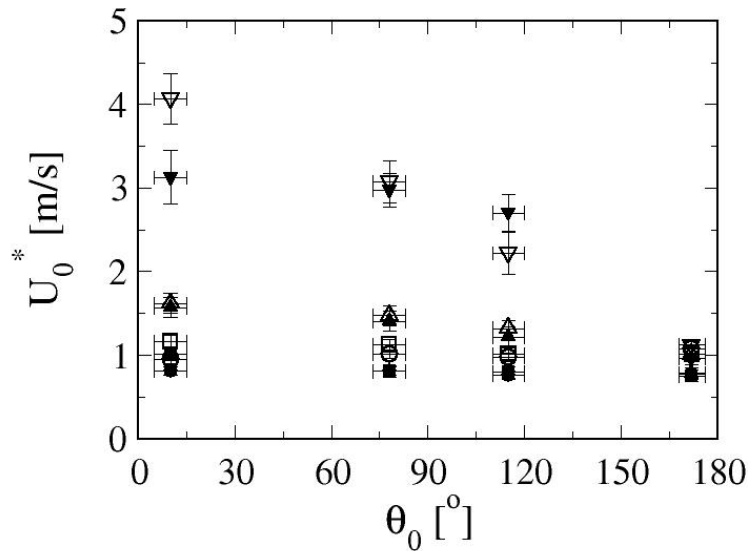


Fig. 4.13: Influence de la viscosité du liquide sur le seuil de ruissellement : évolution de la vitesse seuil de ruissellement  $U_0^*$  avec la mouillabilité des impacteurs pour différentes valeurs du rayon de courbure  $r_i$  :  $r_i \approx 0$  ( $\circ$ ),  $0,5$  mm ( $\square$ ),  $1$  mm ( $\triangle$ ) et  $2$  mm ( $\nabla$ ), pour un jet d'eau de diamètre  $D_0 = 4,0$  mm.

Les expériences ont donc permis de confirmer que le ruissellement est d'autant

<sup>¶</sup> La viscosité du mélange a été mesurée à l'aide d'un viscosimètre de Ubbelohde.



plus favorisé que la surface solide présente une faible courbure, phénomène souvent observé et utilisé dans la vie courante, en particulier dans la conception de becs verseurs anti-gouttes, formant un angle aigu à leur extrémité. L'observation plus surprenante concerne l'influence de la mouillabilité sur le seuil de ruissellement du film liquide : la valeur de la vitesse seuil diminue considérablement lorsque on rend l'impacteur plus hydrophobe, et de plus l'effet de la courbure de la surface tend à disparaître dans la limite  $\theta_0 \rightarrow 180^\circ$ .

On peut noter également les quelques différences observées entre la configuration d'impact de sphère et la présente expérience. D'une part, on remarque que l'influence de la mouillabilité sur le ruissellement se fait sentir, notamment sur les impacteurs de rayons de courbure les plus élevés, sur toute la gamme d'angles de contact, contrairement au cas des impacts de sphères pour lesquels le seuil de création de cavité ne varie que dans le domaine hydrophobe. La dépendance du seuil de ruissellement avec la courbure de l'impacteur est également en contraste avec la non-influence du rayon des sphères sur le seuil d'entraînement de cavité. Enfin, alors que le seuil de création de cavité est inversement proportionnel à la viscosité du liquide dans les impacts de sphères, nous avons montré ici que la vitesse seuil de ruissellement n'est pas, ou peu affectée lorsque la viscosité du liquide est augmentée d'un facteur 2.

#### 4.3.2 Angle d'éjection

On s'intéresse désormais à l'évolution de l'angle d'éjection du liquide lorsque le seuil de ruissellement est dépassé. Les observations préliminaires ont permis d'identifier au moins deux paramètres qui jouent un rôle dans le phénomène d'éjection du film liquide : la mouillabilité de l'impacteur et le rayon de courbure de la surface sur laquelle le film s'étale. Dans le but de préciser les premiers effets observés, on présente dans cette partie les résultats des mesures d'angle d'éjection, effectuées sur des impacteurs de géométries et de mouillabilités variées. Pour approfondir la caractérisation de l'éjection du film, on présentera également les résultats obtenus lorsque la viscosité du liquide est modifiée. Pour plus de clarté, on ne trouvera ci-dessous qu'une partie des évolutions de  $\psi_0(U_0)$  obtenues expérimentalement, à partir de laquelle on peut tirer des conclusions sur le rôle de chacun des paramètres dans le phénomène étudié. On pourra néanmoins se reporter à l'annexe C (page 147) pour trouver la totalité des mesures de l'angle d'éjection qui ont été réalisées.

Lorsque la mouillabilité des impacteurs est modifiée, à  $r_i$  et  $\eta_L$  fixés, on remarque (figure 4.14a et encart de 4.14b) que l'ensemble de l'évolution de l'angle d'éjection avec la vitesse du jet est affectée : plus le solide est hydrophobe, plus l'angle d'éjection est élevé ; à l'inverse, le film liquide suit d'autant plus facilement la surface solide que celle-ci est plutôt mouillante. Pour les impacteurs superhydrophobes, on observe même que l'angle d'éjection n'est pas très éloigné de  $90^\circ$ .

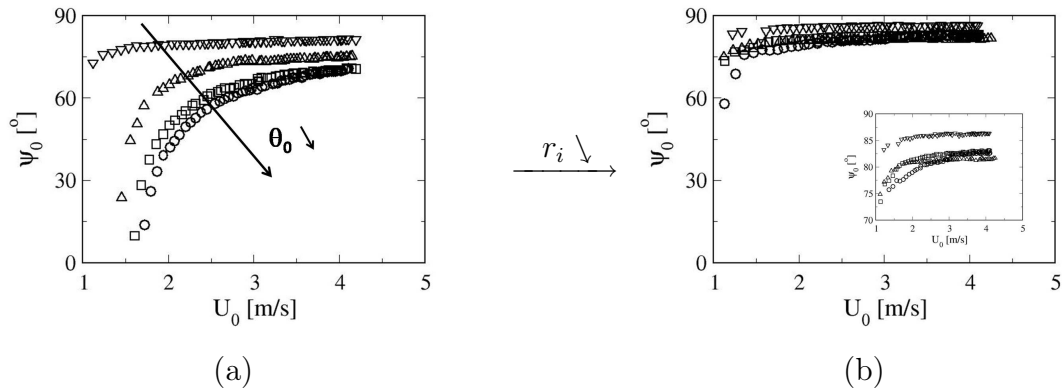


Fig. 4.14: Influence de la mouillabilité du solide sur l'évolution de  $\psi_0$  avec la vitesse du jet incident ( $D_0 = 4,0$  mm), obtenues à courbure constante  $r_i = 1$  mm (a) et  $r_i \rightarrow 0$  (b). Encart : mêmes évolutions avec une échelle des  $\psi_0$  dilatée. On peut distinguer les différentes mouillabilités de la surface solide :  $\theta_0 \approx 10^\circ$  (o),  $78^\circ$  (□),  $115^\circ$  (△) et  $172^\circ$  (▽) .

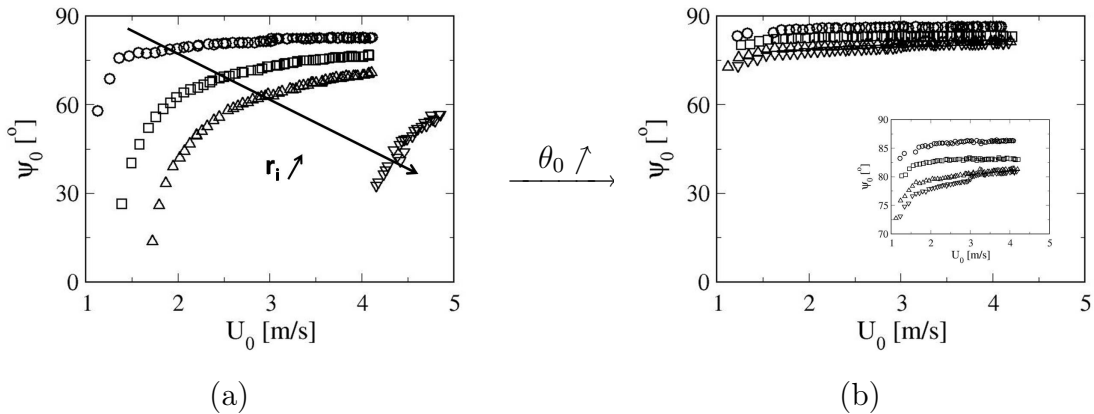


Fig. 4.15: Influence du rayon de courbure  $r_i$  sur l'évolution de  $\psi_0$  avec la vitesse du jet incident ( $D_0 = 4,0$  mm), à mouillabilité constante  $\theta_0 = 10^\circ$  (a) et  $\theta_0 = 172^\circ$  (b). Encart : mêmes évolutions avec une échelle des  $\psi_0$  dilatée. Les différents symboles correspondent aux différentes valeurs du rayon de courbure :  $r_i \rightarrow 0$  (o),  $r_i = 0,5$  mm (□),  $r_i = 1$  mm (△) et  $r_i = 2$  mm (▽).

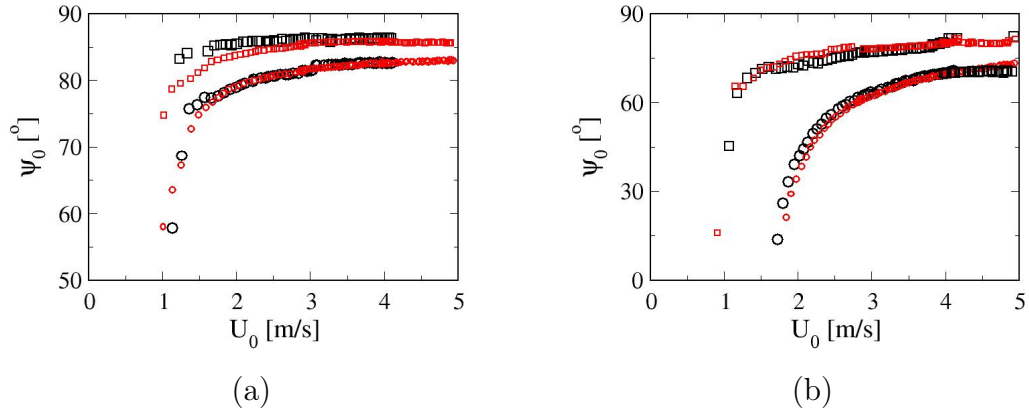


Fig. 4.16: Influence de la viscosité du liquide sur l'évolution  $\psi_0(U_0)$  (jet de diamètre  $D_0 = 4,0$  mm). On compare les évolutions obtenues avec un film d'eau ( $\eta_L = 1,0$  mPa.s, symboles noirs) ou de mélange eau-glycérol ( $\eta_L = 2,0$  mPa.s, symboles rouges), à rayon de courbure constant ((a) :  $r_i \rightarrow 0$  et (b) :  $r_i = 1$  mm), et à mouillabilité constante :  $\theta_0 = 10^\circ$  (o) et  $\theta_0 = 172^\circ$  (□).

On observe également, en comparant les figures 4.14a et 4.14b que l'effet de la mouillabilité sur l'angle d'éjection du film tend à disparaître lorsque le bord de l'impacteur est fortement courbé ( $r_i \rightarrow 0$ ).

De la même manière, lorsqu'on s'intéresse à l'effet de la courbure, pour une mouillabilité et une viscosité du liquide données (figure 4.15a et encart de 4.14b), on voit que le film liquide suit d'autant moins la surface courbe que le rayon de courbure  $r_i$  du bord de l'impacteur est faible. La comparaison des figures 4.15a et 4.14b montre de surcroît que l'influence du rayon de courbure s'évanouit lorsque le solide est superhydrophobe  $\theta_0 \rightarrow 180^\circ$ .

Enfin, on a pu voir plus haut que la modification de la viscosité du liquide n'affecte pas sensiblement la position du seuil de ruissellement. Pour aller au-delà de la seule étude de l'effet de la viscosité sur le seuil de ruissellement, nous nous sommes également intéressés à l'influence de  $\eta_L$  sur les évolutions de  $\psi_0$  avec  $U_0$ . La comparaison des angles d'éjection mesurés avec l'eau et avec le mélange eau-glycérol deux fois plus visqueux, à  $r_i$  et  $\theta_0$  fixés (figure 4.14), montre que l'angle d'éjection du liquide ne semble pas dépendre de la viscosité. Plus précisément, on ne retrouve pas la forte influence de la viscosité observée lors des impacts de sphères : bien que la gamme explorée pour  $\eta_L$  est assez limitée (de 1 à 2 mPa.s), on ne peut pas déceler de modification notable des évolutions  $\psi_0(U_0)$  lorsque la

viscosité est multipliée par 2.

### 4.3.3 Bilan des expériences

Au cours de cette étude expérimentale, le comportement du film liquide sur la surface solide courbée a été caractérisé par la mesure de deux grandeurs pour différentes géométries et mouillabilités de la surface solide : d'une part la vitesse du jet  $U_0^*$ , qui sépare le domaine de ruissellement (aux basses vitesses) du domaine d'éjection du film pour les écoulements plus rapides, et d'autre part, dans le domaine d'existence des cloches, l'évolution de l'angle  $\psi_0$  formé par la nappe liquide avec la verticale en fonction de la vitesse de l'écoulement.

L'affinité du solide pour le liquide s'est révélée comme un nouveau paramètre d'influence et nous avons pu montrer que l'éjection est favorisée sur les impacteurs les plus hydrophobes. En outre, l'influence de la courbure de la paroi solide sur le comportement du film liquide, déjà mise en évidence par le passé, a été retrouvée : l'éjection du film liquide est obtenue d'autant plus facilement que le rayon de courbure est faible.

Enfin, nous avons pu caractériser les effets croisés de la courbure et de la mouillabilité du solide : que ce soit pour le seuil de ruissellement ou pour les angles d'éjection, on a vu que l'influence de la mouillabilité tend à disparaître lorsque le rayon de courbure de la surface solide se rapproche de 0 (angle vif), de la même manière que l'effet de la courbure s'amenuise au fur et à mesure que l'angle de contact statique est augmenté.

Notons que toutes les expériences ont également été réalisées en envoyant un jet liquide plus fin, créé par une buse de diamètre de sortie égal à 2 millimètres. Les résultats ainsi obtenus, que l'on pourra trouver dans l'annexe C (p.147), montrent exactement les mêmes comportements du seuil de ruissellement et de l'angle d'éjection lorsque la mouillabilité et le rayon de courbure de l'impacteur sont modifiés.

Le comportement typique de l'angle d'éjection avec le rayon de courbure au bord et la mouillabilité des impacteurs est résumé sur la figure 4.17

## 4.4 Analyse théorique : un effet hydro-capillaire

Dans ce problème de ruissellement/d'éjection d'un film liquide le long de la paroi d'un impacteur solide, l'écoulement de liquide se trouve en présence d'interfaces entre les trois phases présentes, comme dans le cas des impacts de sphères. En revanche, lorsque le film liquide est éjecté de la surface solide, la ligne triple est statique sur la paroi solide ; l'analyse en terme de mouillage forcé et d'instabilité de la ligne triple développée pour modéliser la création de cavité lors des impacts de sphères ne peut donc pas être reprise. C'est d'ailleurs cette approche qui faisait apparaître le rapport  $\gamma/\eta_L$  comme un paramètre clef du phénomène de création de

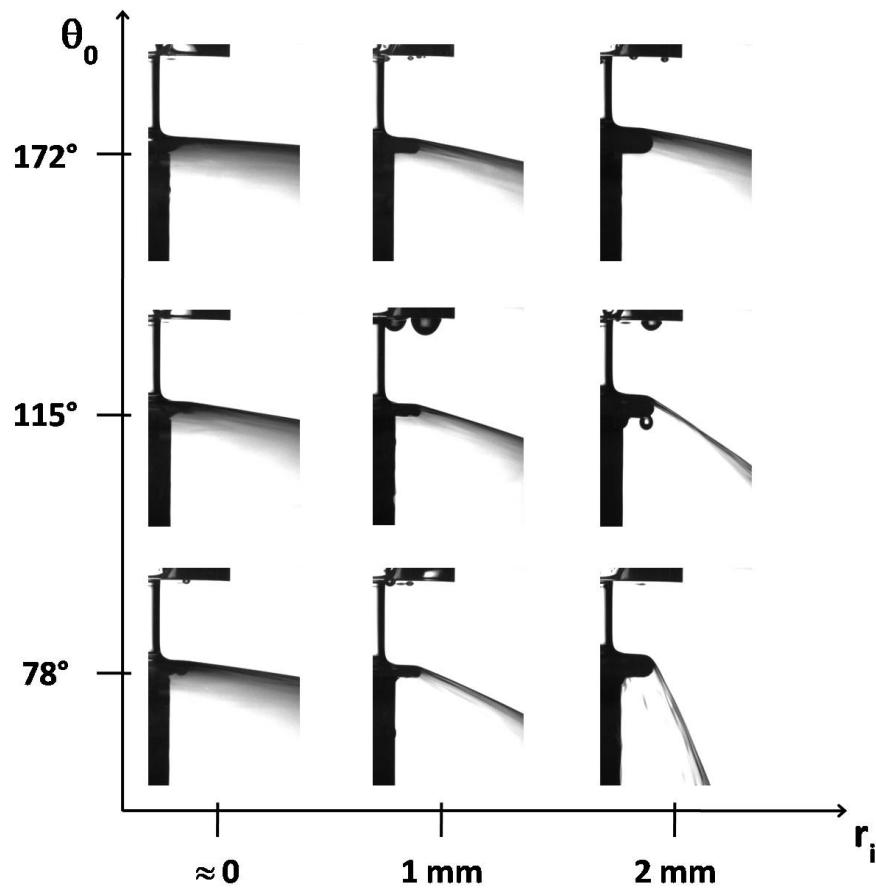


Fig. 4.17: Effets croisés de la courbure et de la mouillabilité (caractérisée par l'angle de contact statique  $\theta_0$ ) sur l'angle d'éjection du film liquide, pour un jet de diamètre  $D_0 = 4,0$  mm et de vitesse constante  $U_0 = 3,33$  m/s

cavité, alors qu'on a pu voir à l'exposé des résultats expérimentaux que la viscosité du liquide n'a pas ou peu d'influence sur les mesures effectuées.

On analyse plutôt le comportement du film liquide en considérant ce problème comme faisant intervenir à la fois des considérations *hydrodynamiques* et *capillaires*. En effet, d'un point de vue purement hydrodynamique, on peut caractériser l'écoulement en bordure de l'impacteur par la vitesse et l'épaisseur du film liquide, la courbure des lignes de courant et l'angle d'éjection  $\psi_0$  (figure 4.18a). À cela s'ajoute le problème d'adhésion capillaire du liquide sur la surface solide : l'interface liquide-gaz constituant la face inférieure du film doit se raccorder au solide sous un angle  $\theta_0$  et forme alors un ménisque, représenté sur la figure 4.18b. Comme nous le verrons dans cette partie, c'est au travers de cette adhésion que se

manifeste le couplage entre l'hydrodynamique et les propriétés de mouillage de la surface solide.

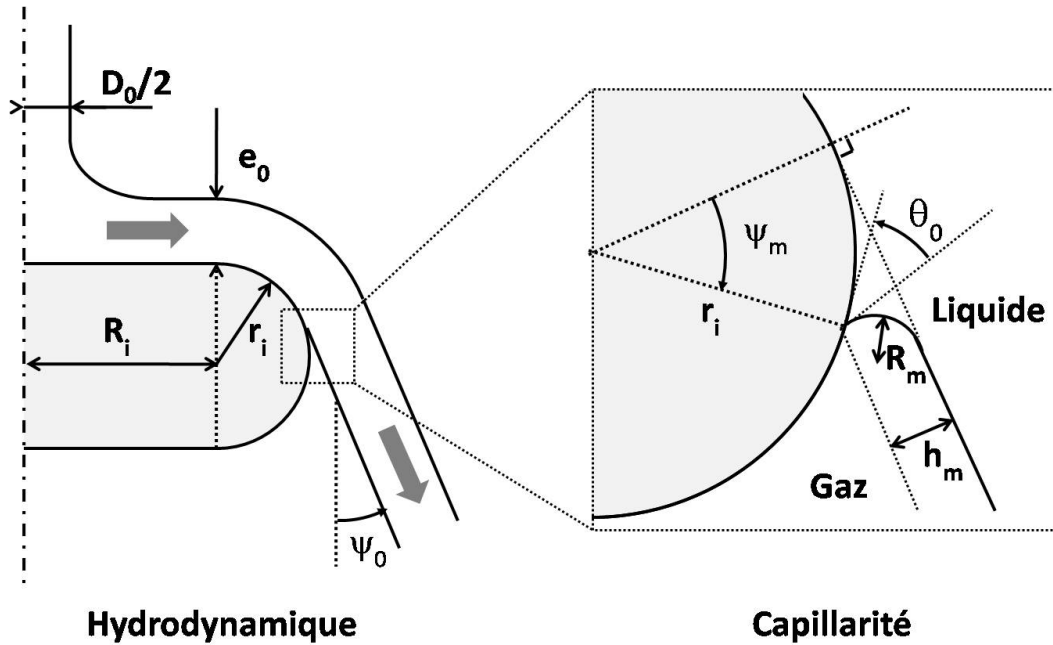


Fig. 4.18: Représentation de l'étalement du film liquide sur le bord de l'impacteur et du ménisque qui raccorde l'interface liquide-gaz inférieure du film à la paroi solide; zoom sur la zone de raccordement de l'interface liquide-gaz au solide, et introduction du ménisque.

Ainsi, on se propose de réaliser un bilan de quantité de mouvement sur le film liquide, en tenant compte de la force d'adhésion due à la présence du ménisque. Avant cela, intéressons nous d'abord aux caractéristiques du film liquide, avant de considérer le positionnement du ménisque sur la surface solide et la force d'adhésion hydro-capillaire qui en découle.

#### 4.4.1 Épaisseur et vitesse du film

On cherche ici à caractériser le film liquide lorsqu'il arrive en bordure du disque central de l'impacteur ( $d_{axe} = R_i$ ). On peut relier l'épaisseur  $e_0$  et la vitesse  $U(R_i)$  du film à cet endroit en exprimant la conservation du débit volumique de liquide (incompressible) entre le jet incident et le bord du disque :

$$\pi R_0^2 U_0 = 2\pi R_i e_0 U(R_i), \quad (4.9)$$

ou encore

$$e_0 = \frac{R_0^2}{2R_i} \frac{U_0}{U(R_i)}. \quad (4.10)$$

Les expériences ont montré que l'influence de la viscosité du liquide sur le phénomène d'éjection/ruissellement ne se fait pas sentir dans la gamme de viscosité explorée, ce qui semble indiquer que l'on peut considérer l'écoulement dans le film comme étant non visqueux ; l'étalement du film n'étant alors associé à aucune perte d'énergie, cette hypothèse implique alors  $U(R_i) = U_0$ , d'où l'expression de  $e_0$  dans cette limite non visqueuse :

$$e_0 = \frac{R_0^2}{2R_i}. \quad (4.11)$$

Cette première approche, qui se base sur les observations expérimentales, peut être appuyée par des considérations théoriques. Une analyse détaillée de l'écoulement radial d'un liquide visqueux sur un plan horizontal [91], reprise par Christophe Clanet lors de l'étude des cloches liquides [83], permet d'exprimer la vitesse  $U(R_i)$  comme

$$U(R_i) \approx U_0 \sqrt{1 - \frac{1}{7,16} \frac{\delta(R_i)}{e_0}}, \quad (4.12a)$$

$$\text{avec } \delta(R_i) \approx 2,586 \sqrt{\frac{\eta_L R_i}{\rho U_0}}, \quad (4.12b)$$

où  $e_0$  est donné par l'équation 4.11 et  $\delta(R_i)$  est l'épaisseur de la couche limite qui se développe sur l'impacteur, évaluée au bord du disque central. On voit d'après l'équation 4.12a que considérer la viscosité du liquide revient à ajouter des corrections sur la vitesse évaluée dans le cas non visqueux, corrections dont on peut estimer ici l'ordre de grandeur. Une application numérique pour  $R_0 = 2$  mm,  $R_i = 7,5$  mm,  $\rho = 10^3$  kg.m<sup>-3</sup>,  $\eta_L = 10^{-3}$  Pa.s et enfin  $U_0 = 1$  m.s<sup>-1</sup>, soit la vitesse la plus faible à laquelle les expériences ont été réalisées, donne  $U(R_i) \approx 0,94 U_0$ , soit une diminution de seulement 6% de la vitesse du liquide au cours de son étalement sur le disque central de l'impacteur, ce qui vient valider l'hypothèse de fluide parfait émise plus haut au vu des observations expérimentales.

Ainsi, on considèrera dans le modèle que le film liquide arrive sur le bord de l'impacteur avec une vitesse  $U_0$  et une épaisseur  $e_0$  donnée par l'équation 4.11. Par la suite, on considèrera également que l'épaisseur du film reste constante sur la zone courbée de l'impacteur.

#### 4.4.2 Position du ménisque

Au cours des expériences, seule l'interface liquide-gaz supérieure du film liquide a pu être visualisée. Cependant, dans le cas où le film est éjecté de la paroi de

l'impacteur, une interface liquide-gaz supplémentaire est créée sous le film. Celle-ci se raccorde au solide en formant avec la paroi un angle égal à l'angle de contact  $\theta_0$ , puisque la ligne triple est statique. On introduit l'angle  $\psi_m$  défini par la position angulaire de la ligne triple sur le bord courbé de l'impacteur, comme le montre la figure 4.19, et l'on appelle  $R_m$  le rayon de courbure du ménisque (on choisit d'introduire  $R_m > 0$  par convention). Ce problème présente une analogie forte

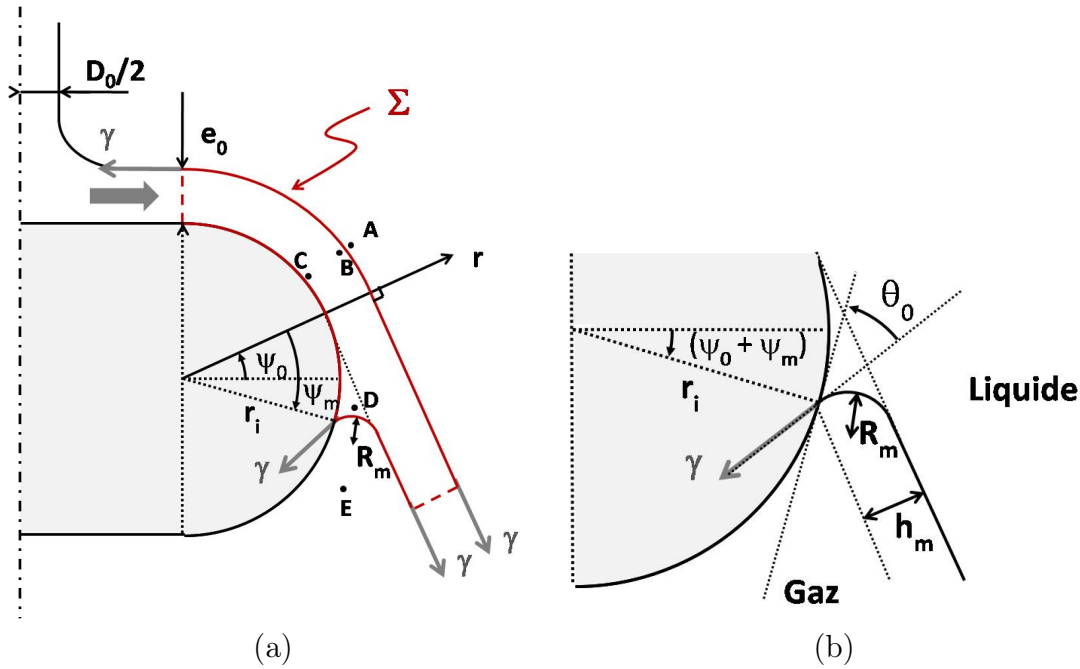


Fig. 4.19: (a) : Représentation de l'étalement du film liquide sur le bord de l'impacteur et du ménisque qui raccorde l'interface liquide-gaz inférieure du film à la paroi solide. (b) : Zoom sur le ménisque.

avec les questions d'adhésion capillaire [103] (pour s'en convaincre, il suffit de tourner la figure 4.19b d'un peu plus d'un quart de tour). De ce fait, pour calculer la force d'adhésion du liquide sur l'impacteur, nous allons suivre une démarche qui s'en inspire. La forme du ménisque est imposée par la différence de pression  $\Delta P_T = P_E - P_D$  qui règne de part et d'autre de l'interface liquide inférieure, et la relation de Laplace s'écrit

$$-\Delta P_T = P_E - P_D = \frac{\gamma}{R_m}. \quad (4.13)$$

Cette relation est obtenue en considérant que la deuxième courbure, axisymétrique, du ménisque, de l'ordre de  $1/R_i$  est négligeable devant  $1/R_m$ ; on néglige également la pression hydrostatique, de l'ordre de  $\rho g r_i$ , qui s'applique sur le ménisque.



Pour obtenir une équation donnant la position  $\psi_m$  en fonction des autres paramètres du problème, on peut exprimer la « hauteur » du ménisque  $h_m$  (figure 4.19) de deux manières en fonction de  $\psi_m$ , selon qu'on applique les relations trigonométriques du côté du solide ou du côté du ménisque. Ainsi, on a d'une part

$$h_m \equiv r_i(1 - \cos \psi_m), \quad (4.14)$$

et d'autre part, en considérant que le ménisque se raccorde au solide sous un angle  $\theta_0$ , et au film liquide avec un « angle de contact » nul,  $h_m$  s'écrit également

$$h_m = R_m[1 + \cos(\theta_0 - \psi_m)]. \quad (4.15)$$

La combinaison des expressions 4.13, 4.14 et 4.15 permet de relier la position  $\psi_m$  de la ligne triple à la pression  $\Delta P_T$  :

$$1 - \cos \psi_m = \frac{\gamma}{r_i |\Delta P_T|} \times [1 + \cos(\theta_0 - \psi_m)]. \quad (4.16)$$

L'équation 4.16 signifie physiquement que le ménisque se positionne sur la zone courbée de l'impacteur de telle manière :

1. que l'angle de raccordement au solide est égal à l'angle de mouillage statique ;
2. que le rayon de courbure du ménisque est imposé par la valeur de  $\Delta P_T$  qui, comme on va le voir plus bas, est elle-même fixée par la courbure des lignes de courant de l'écoulement.

Ainsi, les deux valeurs de  $\theta_0$  et  $\Delta P_T$  définissent la position du ménisque, et par conséquent imposent la taille de la surface solide mouillée par le liquide.

#### 4.4.3 Pression et force d'adhésion hydro-capillaires

Pour déterminer l'expression de  $\Delta P_T$ , on introduit les points A, B, C, et D (voir figure 4.19a), situés au voisinage des interfaces dans l'air ou dans le liquide, ainsi que le point E situé dans l'air sous le ménisque. En remarquant que  $P_A = P_E = P_{atm}$ , on peut alors écrire  $\Delta P_T$  comme

$$\Delta P_T = P_D - P_E = (P_C - P_B) + (P_B - P_A), \quad (4.17)$$

où l'on a considéré que  $P_C = P_D$ .

La première contribution, d'origine hydrodynamique, résulte du gradient de pression transverse qui règne dans le film entre les lignes de courant passant par les points B et C, gradient imposé par la courbure des lignes de courant [76]. En effet, si l'on considère un écoulement potentiel incompressible de rayon de courbure

$r$ , alors l'équilibre entre le gradient de pression et l'accélération du fluide s'écrit localement :

$$\rho \frac{d\vec{u}}{dt} = \rho \frac{du}{dt} \vec{t} - \rho \frac{u^2}{r} \vec{e}_r = -\text{grad} \vec{P}, \quad (4.18)$$

où  $\vec{t}$  et  $\vec{e}_r$  sont respectivement les vecteurs unitaires portés par la tangente et la normale sortante des lignes de courant. La projection de cette équation perpendiculairement à la ligne de courant donne

$$\rho \frac{u^2}{r} = \frac{\partial P}{\partial r}. \quad (4.19)$$

On peut donc exprimer la différence de pression d'origine hydrodynamique  $\Delta P_c = P_C - P_B$  qui existe dans le liquide entre les deux interfaces liquide-gaz comme

$$\Delta P_c = - \int_{r_i}^{e_0+r_i} \rho \frac{u^2(r)}{r} dr. \quad (4.20)$$

Le calcul exact de  $\Delta P_c$  nécessite de connaître la distribution des vitesses  $u(r)$  dans le film, ce qui représente un problème hydrodynamique délicat. Dans le cadre de ce travail, nous allons faire une hypothèse simplificatrice et exprimer cette dépression sous la forme

$$\Delta P_c = -\rho \frac{e_0 U_0^2}{\mathcal{R}}, \quad (4.21)$$

où  $\mathcal{R}$  est un rayon de courbure typique d'ordre  $r_i$ ,  $r_i + e_0$  et qui dépend du profil de vitesse. Celui-ci ne pouvant pas être déterminé simplement, on choisit d'exprimer  $\mathcal{R}$  comme  $\mathcal{R} \approx r_i + \zeta e_0$  où  $\zeta$  est un coefficient numérique.

La dépression transverse dans le liquide  $\Delta P_c$  ainsi calculée permet de « comprendre » l'effet Coanda observé dans le cas d'écoulements gazeux. En revanche, l'écoulement liquide qui nous intéresse est cerné par des interfaces, d'où l'existence d'une différence de pression  $\Delta P_i = P_B - P_A$  de part et d'autre de la face supérieure du film liquide, qui s'ajoute à  $\Delta P_c$  dans l'expression de  $\Delta P_T$ . Cette différence de pression d'origine capillaire  $\Delta P_i$  peut être évaluée en appliquant la formule de Laplace :

$$\Delta P_i = P_B - P_A = \gamma \left( \frac{1}{r_i + e_0} + \frac{1}{R_i} \right) \approx \frac{\gamma}{r_i + e_0}. \quad (4.22)$$

L'écart de pression total entre les deux faces du film s'écrit donc

$$\begin{aligned} \Delta P_T &= \Delta P_i + \Delta P_c \\ &= \frac{\gamma}{r_i + e_0} - \frac{\rho e_0 U_0^2}{\mathcal{R}}. \end{aligned} \quad (4.23)$$

On peut évaluer la force d'adhésion  $F_{adh}$  qui résulte de la dépression  $\Delta P_T$  en projetant sur l'axe  $z$  la contrainte normale de pression qui s'exerce sur le liquide,

puis en sommant les composantes verticales ainsi obtenues sur toute la surface mouillée  $\Sigma'$  du pourtour de l'impacteur :

$$\begin{aligned} F_{adh,z} &= \iint_{\Sigma'} \Delta P_T d\vec{S} \cdot \vec{e}_z \\ &\approx \int_{\psi=\psi_0+\psi_m}^{\pi/2} \Delta P_T \times 2\pi R_i \times \sin \psi r_i d\psi, \end{aligned} \quad (4.24)$$

d'où l'on tire l'expression

$$F_{adh,z} = 2\pi R_i r_i \Delta P_T \cos(\psi_0 + \psi_m). \quad (4.25)$$

D'après les équations 4.23 et 4.25, on donc peut écrire l'expression complète de la force d'adhésion :

$$F_{adh,z} = 2\pi R_i r_i \left( \frac{\gamma}{r_i + e_0} - \frac{\rho e_0 U_0^2}{\mathcal{R}} \right) \times \cos(\psi_0 + \psi_m). \quad (4.26)$$

On remarque alors que  $F_{adh,z}$  exprime à elle seule le caractère « hydro-capillaire » de l'effet Coanda avec un liquide : cette force s'exprime comme le produit d'une fonction de  $\psi_m$ , position du ménisque imposée par la capillarité et le mouillage, par un terme qui tient compte à la fois de la capillarité (sous la forme d'une pression de Laplace) et des caractéristiques de l'écoulement ( $U_0$ ,  $e_0$  et  $r_i$ ).

#### 4.4.4 Bilan de quantité de mouvement sur le film liquide

Pour comprendre la déflexion du film liquide observée lorsqu'il arrive en bordure du disque central de l'impacteur, on écrit le bilan de flux de quantité de mouvement  $I$  sur la portion de liquide délimitée par la surface de contrôle fermée  $\Sigma$  (voir figure 4.19). L'écoulement présentant une symétrie axiale autour de l'axe vertical  $z$ , on écrit la relation fondamentale de la dynamique projetée sur  $z$  pour le système ouvert considéré : la variation  $\Delta I_z$  de flux de quantité de mouvement du volume de liquide délimité par  $\Sigma$  est égale à la somme des forces verticales agissant sur ce dernier <sup>||</sup>, soit

$$\Delta I_z = \iint_{\Sigma} \rho U_0^2 d\vec{S} \cdot \vec{e}_z = \sum F_z \quad (4.27)$$

avec  $\vec{e}_z$  le vecteur unitaire dirigé selon l'axe  $z$ . Pour ce système ouvert, on peut exprimer assez simplement  $\Delta I_z$  par

$$\Delta I_z = I_{s,z} - I_{e,z} = 2\pi R_i e_0 \rho U_0^2 \cos \psi_0 - 0, \quad (4.28)$$

<sup>||</sup>. On rappelle que l'on considère l'écoulement comme parfait dans le film liquide.

où les composantes verticales  $I_{s,z}$  et  $I_{e,z}$  des flux de quantité de mouvement qui sortent et qui entrent dans la surface de contrôle sont obtenues d'une part en négligeant la courbure des lignes de courant due à l'étalement du film sur le disque central de l'impacteur, et d'autre part en considérant que l'épaisseur du film est la même en bordure du disque central de l'impacteur qu'à la sortie de la surface de contrôle.

Faisons maintenant l'inventaire des forces s'appliquant sur le système considéré. Outre la force d'adhésion hydro-capillaire qui tend à « coller » le film à la paroi et dont l'expression a été calculée plus haut (équation 4.26), on peut identifier la contribution des tensions de ligne qui s'appliquent tant sur les interfaces liquide-gaz que sur la ligne de contact triple (figure 4.19a). Ainsi, le film liquide délimité par  $\Sigma$  subit une force  $F_l$  orientée selon l'axe  $z$ , et qui s'exprime comme

$$F_{l,z} = 2\pi R_i \gamma [2 \cos(\psi_0) + 0 + \cos(\theta_0 - (\psi_0 + \psi_m))] . \quad (4.29)$$

En utilisant les expressions 4.28, 4.29 et 4.26, on peut écrire le bilan de flux de quantité de mouvement (équation 4.27) appliquée à la portion de film contenue dans la surface de contrôle  $\Sigma$  :

$$\begin{aligned} \rho e_0 U_0^2 \cos \psi_0 = & 2\gamma \cos \psi_0 + \gamma \cos(\theta_0 - (\psi_0 + \psi_m)) \\ & + r_i \left( \frac{\rho e_0 U_0^2}{\mathcal{R}} - \frac{\gamma}{r_i + e_0} \right) \cos(\psi_0 + \psi_m) . \end{aligned} \quad (4.30)$$

En introduisant le nombre de Weber  $We$  construit sur l'épaisseur du film

$$We = \frac{\rho U_0^2 e_0}{\gamma} , \quad (4.31)$$

et la fonction  $f[We, r_i]$ , définie comme

$$f[We, r_i] = \frac{r_i}{\mathcal{R}} We - \frac{r_i}{r_i + e_0} , \quad (4.32)$$

on obtient alors les deux équations maîtresses du modèle (à partir de 4.30 et 4.16) :

$$\begin{aligned} We \cos \psi_0 = & 2 \cos \psi_0 + \cos(\theta_0 - (\psi_0 + \psi_m)) \\ & + f[We, r_i] \cos(\psi_0 + \psi_m) , \end{aligned} \quad (4.33)$$

et

$$1 + \cos(\theta_0 - \psi_m) = f[We, r_i](1 - \cos \psi_m) . \quad (4.34)$$

On doit garder à l'esprit que ces équations ont été obtenues après diverses approximations. Pourtant, nous allons voir dans ce qui suit que le modèle qui vient d'être développé permet de retrouver qualitativement les comportements typiques du film liquide observés au cours des expériences lorsque les différents paramètres géométriques ou la mouillabilité de la surface solide sont modifiés.

## 4.4.5 Déflexion aux grands nombres de Weber

Pour calculer l'évolution de l'angle d'éjection du film liquide en fonction de  $We$ , on peut dans un premier temps s'intéresser à la limite  $We \gg 1$ , pour laquelle l'angle  $\psi_0$  peut être calculé explicitement. Dans cette limite en effet, la fonction  $f$  est approchée par

$$f[We, r_i] \approx \frac{r_i}{\mathcal{R}} We. \quad (4.35)$$

La condition  $We \gg 1$  impose donc  $f[We, r_i] \gg 1$ , ce qui implique d'après l'équation 4.34 que l'angle  $\psi_m$  est proche de 0. De ce fait, l'équation 4.34 se réduit à

$$1 + \cos \theta_0 \approx \frac{\psi_m^2}{2} \frac{r_i}{\mathcal{R}} We, \quad (4.36)$$

d'où l'on tire l'expression de  $\psi_m$  :

$$\psi_m = \sqrt{2(1 + \cos \theta_0) \frac{r_i}{\mathcal{R}}} \times \frac{1}{\sqrt{We}}. \quad (4.37)$$

L'angle  $\psi_m$  étant petit par rapport à  $\psi_0$ , on peut développer  $\cos(\psi_0 + \psi_m)$  autour de  $\psi_0$  :

$$\cos(\psi_0 + \psi_m) \approx \cos \psi_0 - \psi_m \sin \psi_0, \quad (4.38)$$

et l'équation 4.33 s'écrit alors

$$\cot \psi_0 = \frac{1}{1 - \frac{\mathcal{R}}{r_i}} \times \psi_m. \quad (4.39)$$

Enfin, en remplaçant  $\psi_m$  par son expression (équation 4.37) dans la relation 4.39 ci-dessus, on obtient l'expression de  $\psi_0$  suivante

$$\cot \psi_0 = \sqrt{2(1 + \cos \theta_0)} \frac{\sqrt{\frac{\mathcal{R}}{r_i}}}{\frac{\mathcal{R}}{r_i} - 1} \times \frac{1}{\sqrt{We}}, \quad (4.40)$$

à partir de laquelle on peut d'ores et déjà retrouver les comportements typiques de  $\psi_0$  observés aux grands nombres de Weber (aux vitesses d'écoulement  $U_0$  les plus grandes) dans plusieurs cas limites que nous allons discuter maintenant.

1. Considérons tout d'abord la limite des très grandes vitesses  $U_0$ , soit  $We \rightarrow \infty$ . On a alors, d'après l'équation 4.40,  $\cot \psi_0 \rightarrow 0$ , d'où un angle d'éjection  $\psi_0$  qui tend vers  $90^\circ$ , ce qui correspond aux observations expérimentales : plus la vitesse de l'écoulement est élevée et moins le film liquide est défléchi sur le bord de l'impacteur.

2. On peut dans un deuxième temps considérer la limite des impacteurs superhydrophobes ( $\theta_0$ ), pour lesquels on a observé que l'angle d'éjection est toujours proche de  $90^\circ$  aux grandes vitesses, quelle que soit la valeur de  $r_i$ . L'équation 4.40 rend compte de ce comportement, puisque pour  $\theta_0 \rightarrow 180^\circ$ , on a  $\cot \psi_0 \rightarrow 0$ , soit  $\psi_0 \rightarrow 90^\circ$ .
3. Enfin, les expériences ont montré que le film liquide est très peu défléchi sur les impacteurs à bord franc, et ce indépendamment de la mouillabilité de la surface solide; encore une fois, l'équation 4.40 permet de retrouver cette observation : si  $r_i$  tend vers 0, alors  $\cot \psi_0 \sim (r_i/\mathcal{R}) \rightarrow 0$ , d'où un angle d'éjection qui tend vers  $90^\circ$ . Notons que le rayon de courbure typique  $\mathcal{R}$  de l'écoulement est non nul, même dans la limite  $r_i \rightarrow 0$ , puisqu'il est dans ce cas de l'ordre de l'épaisseur  $e_0$  du film liquide.

En résumé, ce modèle qui considère l'adhésion hydro-capillaire du liquide sur le solide montre déjà, dans la limite des grands nombres de Weber, des comportements asymptotiques cohérents avec les observations expérimentales. Par conséquent, on peut maintenant s'intéresser à la résolution du modèle dans le cas général.

#### 4.4.6 Résolution dans le cas général

##### i Déflexion du film liquide

Pour obtenir l'expression de  $\psi_0$  dans le cas général, on doit résoudre les deux équations maîtresses du modèle (4.33 et 4.34), dans lesquelles les deux inconnues sont  $\psi_0$  et  $\psi_m$ . Pour ce faire, on se propose de résoudre numériquement l'équation 4.34 afin de tirer l'évolution de  $\psi_m$  avec le nombre de Weber dans un premier temps, puis d'injecter les valeurs ainsi obtenues dans l'équation 4.33.

Pour calculer  $\psi_m$ , on peut remarquer que l'équation 4.34 peut aussi s'écrire

$$(f + \cos \theta_0) \cos \psi_m + \sin \theta_0 \sin \psi_m = f - 1. \quad (4.41)$$

En introduisant les angles  $\chi$  et  $\xi$  tels que

$$\cos \chi = \frac{\cos \theta_0 + f}{\sqrt{(\cos \theta_0 + f)^2 + \sin^2 \theta_0}}, \quad (4.42a)$$

$$\sin \chi = \frac{\sin \theta_0}{\sqrt{(\cos \theta_0 + f)^2 + \sin^2 \theta_0}}, \quad (4.42b)$$

$$\text{et } \cos \xi = \frac{f - 1}{\sqrt{(\cos \theta_0 + f)^2 + \sin^2 \theta_0}}, \quad (4.42c)$$

on déduit

$$\psi_m = \chi - \xi. \quad (4.43)$$

Ainsi, le calcul de  $\chi$  et  $\xi$  d'après les équations 4.42a, 4.42b et 4.42c permet d'obtenir l'évolution de  $\psi_m$  avec We.

Pour exprimer  $\psi_0$  en fonction de  $\psi_m$ , on développe dans l'équation 4.33 les deux termes  $\cos(\psi_0 + \psi_m)$  et  $\cos[\theta_0 - (\psi_0 + \psi_m)]$ ; on obtient alors

$$\cot \psi_0 = \frac{\sin(\theta_0 - \psi_m) - f \times \sin \psi_m}{\text{We} - f \cos \psi_m - 2 - \cos(\theta_0 - \psi_m)}, \quad (4.44)$$

où la fonction  $f$  est définie par l'équation 4.32.

On peut remarquer que l'équation 4.34 peut également s'écrire

$$f \cos \psi_m + 1 + \cos(\theta_0 - \psi_m), \quad (4.45)$$

et ainsi simplifier l'équation 4.44 :

$$\cot \psi_0 = \frac{\sin(\theta_0 - \psi_m) - f \times \sin \psi_m}{\text{We} - 1 - f}. \quad (4.46)$$

Ainsi, on peut tracer les évolutions de  $\psi_0$  avec le nombre de Weber prédites par ce modèle. Pour permettre d'appliquer le modèle théorique au cas limite des impacteurs à bords francs, nous avons donné dans ce cas à  $r_i$  la valeur de  $30 \mu\text{m}$ , ordre de grandeur du rayon de courbure des impacteurs à bords francs qui a pu être évalué par une observation à la loupe binoculaire.

On peut observer sur la figure 4.20 que les évolutions théoriques (b, d, f) rendent bien compte des tendances expérimentales (a, c, e), lorsque les différents paramètres sont modifiés.

En effet, pour une mouillabilité fixée (graphes d'une même ligne sur la figure 4.20), on retrouve que l'angle d'éjection est d'autant plus faible que le rayon de courbure  $r_i$  est grand (courbes de différentes couleurs sur un même graphe).

Par une lecture verticale de la figure 4.20, en se concentrant sur un rayon de courbure  $r_i$  fixé (courbe de couleur donnée), on s'aperçoit que le modèle rend également compte de l'augmentation de  $\psi_0$  lorsque l'angle de contact  $\theta_0$  augmente (b→d→f sur la figure).

En outre, le modèle théorique proposé ici fait ressortir les effets croisés de la mouillabilité et du rayon de courbure de l'impacteur :

- L'influence de la courbure du solide diminue lorsque  $\theta_0$  augmente, puisque les courbes qui correspondent aux différentes valeurs de  $r_i$  (couleur fixée sur la fig. 4.20(b,d,f)) se resserrent lorsque l'impacteur est de plus en plus hydrophobe (b→d→f).
- L'effet de la mouillabilité sur l'angle d'éjection est d'autant plus fort que  $r_i$  est grand : sur la figure 4.20(b,d,f) l'évolution qui correspond à  $r_i \rightarrow 0$  (en noir) est relativement peu affectée lorsque  $\theta_0$  augmente (b→d→f), contrairement à la

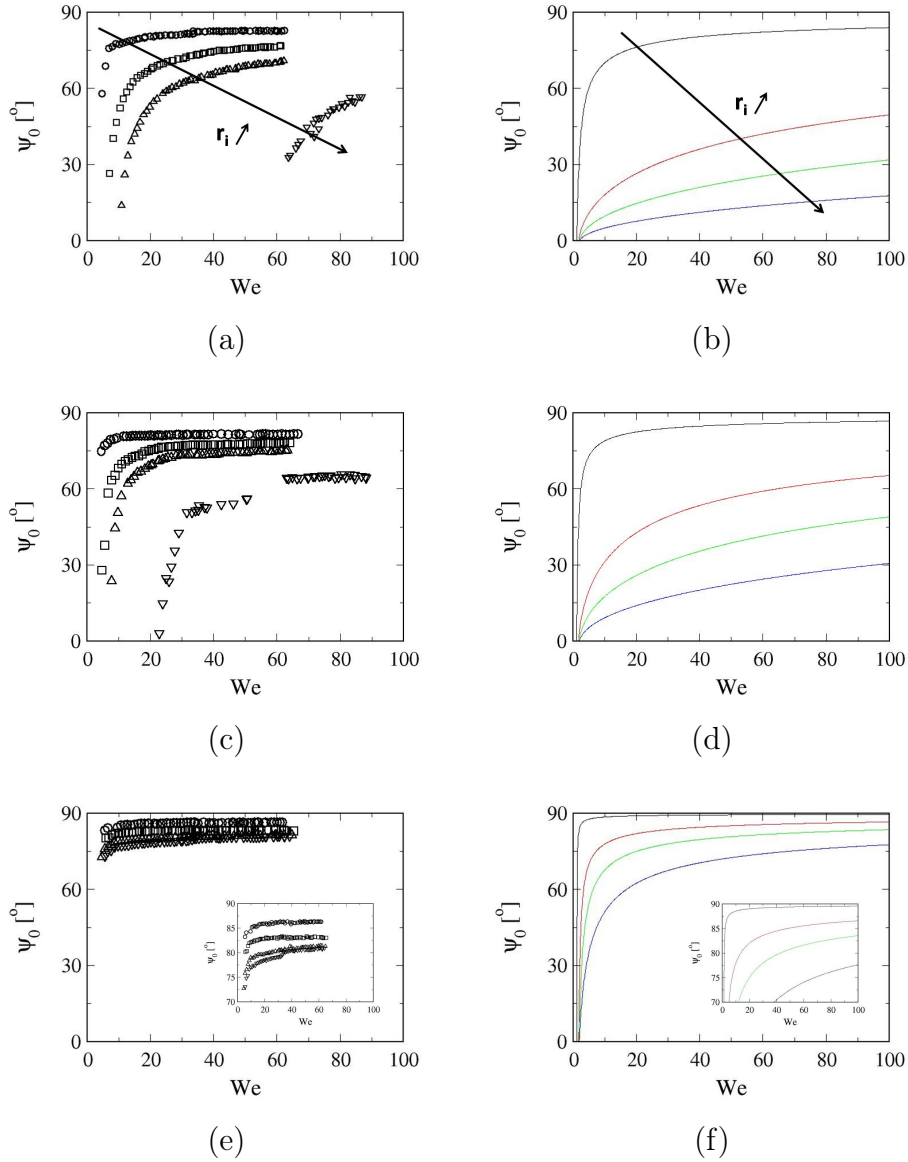


Fig. 4.20: Comparaison des évolutions  $\psi_0(We)$  expérimentales et théoriques, pour un jet d'eau de diamètre  $D_0 = 4,0$  mm. Chacun des graphes correspond à une mouillabilité donnée :  $\theta_0 = 10^\circ$  (a, b),  $\theta_0 = 115^\circ$  (c, d) et  $\theta_0 = 172^\circ$  (e, f). Sur chaque graphe, les 4 tracés correspondent, de haut en bas, aux différents rayons de courbure :  $r_i = 0,03$  mm ( $\circ$ ) ;  $0,5$  mm ( $\square$ ) ;  $1$  mm ( $\triangle$ ) ; et  $2$  mm ( $\nabla$ ). Les encarts présentés en (e,f) présentent les mêmes données avec une échelle des  $\psi_0$  dilatée. Toutes les courbes théoriques sont obtenues en fixant le paramètre  $\zeta$  de manière *ad hoc* :  $\zeta = 0,5$  (soit  $\mathcal{R} = r_i + e_0/2$ ).



courbe obtenue pour  $r_i = 2$  mm (en bleu) qui, elle, est fortement décalée vers les plus grandes valeurs de  $\psi_0$ .

Ainsi, le modèle proposé, qui tient compte à la fois de la mouillabilité et de la courbure de la surface, permet de retrouver tous les comportements typiques observés expérimentalement lorsque ces deux paramètres sont modifiés. On notera cependant que l'approche théorique proposée doit être encore améliorée pour espérer retrouver plus quantitativement les évolutions expérimentales de  $\psi_0$ , notamment en ce qui concerne l'effet du rayon de courbure, qui semble, au vu de la figure 4.20, être surestimé par ce modèle.

Intéressons-nous maintenant aux évolutions du seuil de ruissellement.

### ii Seuil de ruissellement

La résolution du modèle général ne permettant pas d'identifier de critère théorique particulier permettant de rendre compte du seuil de ruissellement du liquide sur la surface solide, on propose d'associer ce seuil à une valeur critique de l'angle d'éjection  $\psi_0 = \psi_c$ , proche de  $0^\circ$ , critère cohérent avec les observations expérimentales. En fixant dans ce modèle la valeur de l'angle limite à  $\psi_c$ , on obtient les évolutions du nombre de Weber critique  $We^* = \rho(U_0^*)^2 e_0 / \gamma$  en fonction de l'angle de contact  $\theta_0$  et du rayon de courbure  $r_i$  de l'impacteur. Les courbes présentées sur la figure 4.21 correspondent à  $\psi_c = 8^\circ$ , valeur choisie pour optimiser l'accord du modèle avec les expériences.

Le modèle rend compte qualitativement des influences croisées de la mouillabilité et du rayon de courbure au bord de l'impacteur sur le seuil de ruissellement : on retrouve que le ruissellement est plus difficilement obtenu (la gamme de nombre de Weber permettant le ruissellement est plus étroite) lorsque la surface solide est moins mouillante, et également lorsque le bord des impacteurs est très courbé. On retrouve également la disparition de l'effet de la mouillabilité dans le cas d'un impacteur à bords francs ( $r_i/e_0 \rightarrow 0$ ), et la faible dépendance du seuil avec la courbure lorsque le solide est superhydrophobe ( $\theta_0 \rightarrow 180^\circ$ ).

L'analyse théorique qui a été développée ci-dessus permet de retrouver qualitativement les résultats de l'expérience, tant en ce qui concerne le seuil de ruissellement, que l'angle d'éjection du film liquide lorsque le seuil est dépassé. La compréhension de l'effet de la mouillabilité et de l'influence de la géométrie de l'impacteur sur ces deux grandeurs est basée sur la prise en compte du ménisque qui raccorde le film liquide à l'impacteur, et de la force d'adhésion associée. L'expression de cette force pointe le caractère hydro-capillaire du phénomène de ruissellement, puisqu'elle tient compte à la fois de la surface solide mouillée par le film liquide, liée à la position du ménisque, mais également des propriétés de l'écoulement (vitesse

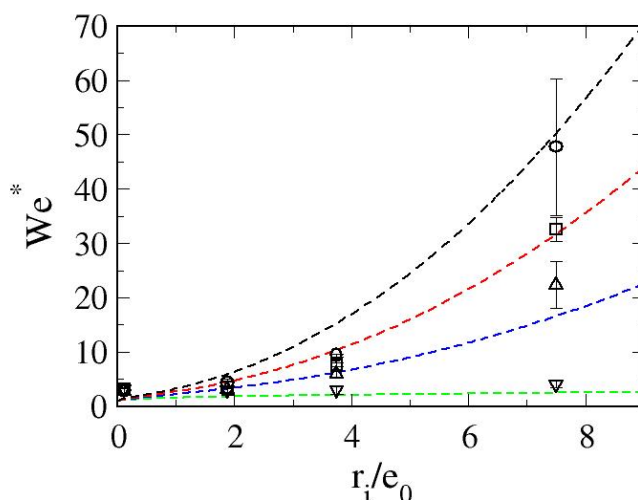


Fig. 4.21: Évolutions de  $We^*$  théoriques et expérimentales, en fonction du rayon de courbure de l'impacteur et pour différentes mouillabilités — de haut en bas :  $\theta_0 = 10^\circ$  ( $\circ$ );  $78^\circ$  ( $\square$ );  $115^\circ$  ( $\triangle$ );  $172^\circ$  ( $\nabla$ ). Les courbes théoriques sont obtenues en fixant la valeur de l'angle d'éjection limite  $\psi_c = 8^\circ$ ; on considère ici les évolutions obtenues pour  $D_0 = 4\text{ mm}$ .

du liquide et courbure des lignes de courant) au travers de la dépression transverse qui règne dans le liquide.

#### 4.5 Conclusion des expériences de ruissellement

Par une étude expérimentale de l'étalement d'un film liquide sur une surface solide courbée, nous avons pu une nouvelle fois mettre en évidence le lien entre les propriétés de mouillage du solide et le comportement du liquide. La mouillabilité et la courbure de la paroi se sont ainsi révélées comme des paramètres cruciaux dans cette étude, jouant conjointement sur le seuil qui marque la transition entre ruissellement et éjection du film, et également sur l'angle d'éjection du liquide dans le cas où ce seuil est dépassé. Une surface fortement courbée et/ou très hydrophobe est alors plus efficace pour éjecter le liquide, tandis que le ruissellement est difficile à éviter sur des surfaces de grand rayon de courbure et/ou très mouillantes. Le comportement du film liquide a pu être modélisé par un bilan des forces tenant compte à la fois des tensions exercées sur le film par les interfaces liquide-gaz, mais

également de la force d'adhésion hydrocapillaire qui tend à « coller » le liquide sur la paroi solide. Cette force, dont l'intensité dépend à la fois de la forme, de la position du ménisque qui raccorde le film à la paroi, ainsi que des caractéristiques de l'écoulement, exprime à elle-seule le couplage entre hydrodynamique et capillarité dont l'existence a été démontrée expérimentalement.

Il pourrait être intéressant de prolonger cette étude, à la fois sur le plan expérimental et sur le plan théorique. En effet, nous avons vu que le modèle théorique proposé fait apparaître un nombre de Weber construit sur l'épaisseur et la vitesse du film liquide, le seuil de ruissellement étant alors fixé par un nombre de Weber critique. Aussi, l'étude expérimentale du ruissellement avec des liquides de différentes tensions de surface permettrait de vérifier la validité de ce critère. D'autre part, la caractérisation expérimentale de la zone de raccordement du film sur l'impacteur est envisagée pour apporter des précisions sur la forme du ménisque et le positionnement de la ligne triple sur la zone courbée, qui sont apparus comme des éléments essentiels dans ce problème. Enfin, le modèle théorique peut encore être développé, dans le but de retrouver plus quantitativement les évolutions du seuil de ruissellement et de l'angle d'éjection avec les différents paramètres.

# Conclusion et perspectives

Par ce travail, nous avons pu montrer l'existence d'un couplage entre l'hydrodynamique macroscopique et les propriétés de mouillage des surfaces. Ainsi, nous avons mis en évidence le lien fort qui peut se manifester entre les échelles micro et nanoscopiques, auxquelles la mouillabilité des surfaces trouve son origine, et l'échelle macroscopique de l'écoulement.

Trois configurations expérimentales distinctes ont été successivement étudiées. Dans un premier temps, des mesures des composantes de forme et de frottement de la traînée hydrodynamique s'appliquant sur des objets superhydrophobes immergés dans un écoulement à haut nombre de Reynolds ont été effectuées. Celles-ci ont révélé que la présence d'un film gazeux piégé sur les parois de l'objet n'implique pas la réduction de traînée importante à laquelle on pouvait s'attendre en considérant un tel objet comme une bulle indéformable. Ainsi, les réductions de traînée sur des surfaces superhydrophobes rapportées dans la littérature [56, 57], semblent ne pas être simplement associées au seul caractère ultra-non-mouillant des solides considérés. Néanmoins, des mesures de la traînée de vagues sur des plaques hydrophiles et superhydrophobes partiellement immergées ont semblé montrer que cette contribution de la force de résistance à l'écoulement dépend de la condition de raccordement de l'interface liquide-gaz sur la paroi solide. Cela nous a permis de pressentir la ligne de contact triple, commune aux trois phases solide-liquide-gaz, comme un médium possible entre les propriétés de mouillage de la surface et l'écoulement liquide.

Cette hypothèse a pu être vérifiée par la suite, par deux configurations d'écoulement faisant intervenir des lignes triples. En particulier, l'étude de l'impact d'une sphère solide sur une interface liquide-gaz, situation pourtant associée à des nombres de Reynolds et de Weber typiques élevés, a mis en exergue le rôle déterminant de la mouillabilité de la sphère sur l'entraînement d'une cavité d'air macroscopique à l'impact. Alors même que la condition  $Re \gg 1$  et  $We \gg 1$  ne laissait pas attendre non plus l'influence de la tension de surface et de la viscosité

du liquide, le seuil de création de cavité s'est révélé fortement dépendant de ces deux grandeurs. Nous avons ainsi montré que ce phénomène d'entraînement d'air à l'impact est paradoxalement piloté par un nombre capillaire critique, dont la dépendance avec l'angle de contact statique est nulle dans le domaine hydrophile, mais particulièrement importante pour des sphères hydrophobes. Ce résultat a été rationalisé en analysant l'avancée de la ligne triple sur la sphère au cours de l'impact comme une situation de mouillage forcé.

Enfin, une configuration d'impact d'un jet liquide sur un impacteur solide nous a permis d'identifier une deuxième situation dans laquelle le couplage entre hydrodynamique et mouillabilité se manifeste : l'écoulement de ruissellement du film liquide ainsi créé sur la paroi solide de l'impacteur, problème directement lié à l'effet théière. Ainsi, de manière tout à fait surprenante, le comportement du film (ruissellement sur la surface ou éjection) s'est montré particulièrement dépendant de l'affinité du solide pour le liquide. De ce fait, nous avons étudié l'influence conjointe des différents paramètres d'influence de l'effet théière : la mouillabilité de la surface solide, mais également sa courbure ainsi que la vitesse de l'écoulement, toutes deux déjà identifiées par le passé. L'expérience a ainsi montré que l'éjection du liquide est d'autant plus facilement obtenue que la surface solide est hydrophobe, que la surface solide est fortement courbée, ou encore que la vitesse d'écoulement est élevée. Ces observations ont pu être rationalisées par un bilan de force sur le film liquide sur la zone d'éjection, incluant les contributions des interfaces liquide-gaz, et surtout une force d'adhésion hydro-capillaire faisant intervenir la condition de raccordement du film liquide sur la paroi et les caractéristiques de l'écoulement.

Ce travail a également soulevé quelques questions, tant sur le volet expérimental que théorique qui pourront faire l'objet d'études ultérieures. En particulier, il reste à éclaircir les écarts observés entre la faible réduction de traînée mesurée sur des solides superhydrophobes dans la présente étude, et les fortes réductions rapportées dans la littérature [56,57]. De plus, pour des corps solides partiellement immergés dans un écoulement, l'influence des propriétés de mouillage sur la force de traînée due à l'interface liquide qui a été mise en évidence demande à être précisée.

Concernant les impacts de sphères, l'analyse théorique qui déjà a permis de retrouver semi-quantitativement les résultats expérimentaux nécessite d'être approfondie. Dans ce but, des études numériques qui reproduisent la configuration globale du problème d'impact [72] ou encore l'avancée d'une ligne triple sur une surface solide de propriétés contrôlées [31] devraient permettre de donner des informations sur la forme des interfaces et les types d'écoulements à considérer dans la modélisation théorique. D'autre part, l'étude du ruissellement d'un film liquide sur une surface solide courbée a permis d'identifier la zone de raccordement du film sur

la surface comme la source de l'effet de mouillabilité observé. Aussi, la caractérisation expérimentale du ménisque formé par l'interface en cet endroit peut être envisagée, de manière à donner des informations complémentaires pour raffiner le modèle théorique proposé dans ce manuscrit.

Enfin, nous avons identifié dans cette thèse quelques situations dans lesquelles la mouillabilité des surfaces permet de modifier sensiblement un écoulement à grande échelle. Ce travail ouvre donc la voie à une exploration de ce couplage dans d'autres configurations impliquant des écoulements macroscopiques au voisinage de parois solides.



# Annexe A

## Surfaces et méthodes de caractérisation

Cette annexe est consacrée en premier lieu à la présentation de la méthode de mesure des angles de contact statiques, suivie de la description des traitements utilisés pour obtenir des surfaces de mouillabilité contrôlée.

### *A.1 Mesure des angles de contact statiques : méthode de la goutte posée*

La mesure des angles de contact sur les différentes surfaces a été réalisée en utilisant la méthode de la goutte posée. Celle-ci consiste à déposer sur la surface avec une microsiringue une goutte de quelques microlitres du liquide étudié, puis à l'observer en incidence rasante au moyen d'une caméra CCD montée sur une loupe binoculaire. Les angles de contact mesurés sont tous des angles d'avancée, obtenus à l'avancée de la ligne triple en gonflant la goutte au moyen de la siringue. La mesure proprement dite des angles  $\theta_0$  se fait ensuite sur les images enregistrées.

### *A.2 Accès à une large gamme de mouillabilités*

Dans le but d'obtenir des surfaces plus ou moins mouillantes, et se répartissant sur toute la gamme d'angles de contact théoriquement accessible (0–180°), l'utilisation de quatre matériaux différents, à savoir le verre, l'acier, l'aluminium et le cuivre a été combinée à l'application de traitements chimiques, regroupés pour plus de clarté en quatre « familles » : le simple nettoyage des surfaces, traitement le plus évident, permettant d'accéder à la mouillabilité intrinsèque de la surface native considérée ; les traitements permettant de rendre les surfaces très hydrophiles, en leur greffant des groupements oxygénés ; les greffages de chaînes



organiques longues fluorocarbonées ou hydrogéno-carbonées ; enfin, les traitements associant rugosité et caractère chimiquement hydrophobe de la surface, ouvrant l'accès au domaine superhydrophobe. On trouvera dans cette annexe la description des protocoles expérimentaux, regroupés par famille de traitement, ainsi que des résultats obtenus en termes d'angles de contact statique. Dans le but de faciliter la lecture de cette annexe, on pourra trouver un récapitulatif des matériaux et traitements utilisés dans chaque chapitre de la thèse dans le tableau A.1, qui renvoie aux descriptions des protocoles expérimentaux.

	Matériau	État de surface	Protocole en...
<b>Mesures de forces de traînée (chapitre 2)</b>	Billes d'acier	natif	A.2.1
		superhydrophobe	A.2.4i
	Plaques de cuivre	natif	A.2.1
		superhydrophobe	A.2.4iii
<b>Impacts de sphères (chapitre 3)</b>	Verre	hydrophile	A.2.2i
		silanisé hydrophobe	A.2.3i, A.2.3i
		superhydrophobe	A.2.4i
	Acier	natif	A.2.1
	Aluminium	natif	A.2.1
		superhydrophobe	A.2.4ii
<b>Expériences de ruissellement (chapitre 4)</b>	Aluminium	natif	A.2.1
		hydrophile	A.2.2ii
		hydrophobe	A.2.3ii
	Cuivre	superhydrophobe	A.2.4iii

Tab. A.1: Regroupement par chapitre des matériaux et traitements chimiques mis en œuvre.

Il est important de noter que pour chaque traitement de surface présenté, on précise dans cette annexe la gamme totale d'angles de contact qui a pu être atteinte. Au cours des différentes expériences, notamment pour les impacts de sphères et le ruissellement sur des impacteurs solides, les valeurs de  $\theta_0$  retenues sont plus précises et correspondent aux angles de contact mesurés sur chacun des objets

utilisés.

### A.2.1 Surfaces natives

Pour les surfaces d'acier, de cuivre ou d'aluminium 1050, un nettoyage soigneux à l'eau et au savon (Micro90) sous ultrasons, suivi d'un rinçage à l'eau déionisée puis à l'isopropanol, et enfin d'un séchage à l'azote comprimé ont permis d'obtenir des surfaces natives propres plutôt mouillantes. Les angles de contact statiques formés par l'eau sur ces surfaces métalliques ont été mesurés et sont repris dans le tableau A.2

Matériau	Acier	Cuivre	Aluminium 1050
$\theta_0$	82–90°	60–70°	64–83°

Tab. A.2: Angles de contact  $\theta_0$  formés par l'eau sur les surfaces métalliques natives.

### A.2.2 Obtention de surfaces très hydrophiles

#### i Traitement du verre par une solution piranha

Les surfaces de verre à rendre hydrophiles ont été nettoyées au savon sous ultrasons, rincées à l'eau déionisée, puis immergées pendant une heure et à température ambiante dans un mélange de deux volumes d'acide sulfurique concentré (95 %) et d'un volume d'eau oxygénée (30 %). Après rinçage à l'eau distillée et séchage à l'azote comprimé, l'angle de contact mesuré sur de telles surfaces est inférieur à 10°

#### ii Rayonnement Ultra-Violet sous atmosphère d'ozone

Pour obtenir des surfaces d'aluminium très hydrophiles, nous les avons placées, après lavage au savon, rinçage à l'eau et séchage à l'azote comprimé, dans une chambre d'exposition UV-ozone : les échantillons sont déposés sous des lampes à ultraviolets (UV) dans une enceinte hermétique ; après avoir été purgée de l'air qu'elle contient, celle-ci est remplie d'oxygène à pression atmosphérique, et les échantillons d'aluminium sont exposés durant deux heures. A l'issue de cette exposition, les surfaces sont particulièrement hydrophiles, et l'on mesure des angles de contact inférieurs à 10°.

### A.2.3 Greffage de chaînes hydrophobes

L'obtention du caractère hydrophobe pour des surfaces de verre ou d'aluminium implique le greffage de chaînes organiques carbonées longues (8 atomes de carbone ou plus) sur les surfaces. Dans ce but, trois molécules différentes de silanes, toutes constituées d'un atome de silicium tétravalent lié à la longue chaîne carbonée d'une part et à trois radicaux ou atomes identiques d'autre part (atomes de chlore Cl, ou groupements éthoxy  $\text{CH}_3\text{-CH}_2\text{-O-}$ ), sont utilisées.

#### *i Silanes fluorés ou hydrogénocarbonés en phase gazeuse*

La silanisation en phase gazeuse de surfaces de verre est réalisée en plaçant sous une cloche à vide, à température ambiante les surfaces à traiter ainsi que quelques gouttes (environ 1 mL) de perfluorooctyltrichlorosilane  $\text{CF}_3\text{-(CF}_2\text{)}_5\text{-(CH}_2\text{)}_2\text{-Si(-Cl)}_3$  ou d'octyltriéthoxysilane  $\text{CH}_3\text{-(CH}_2\text{)}_7\text{-Si(-O-CH}_2\text{-CH}_3\text{)}_3$  pendant environ 15 heures. Cette étape est suivie d'un rinçage à l'isopropanol, d'un séchage à l'azote comprimé et enfin d'un recuit dans une étuve à  $90^\circ$  pendant 1 h. Les angles de contact mesurés sur les surfaces hydrophobes de verre ainsi obtenues sont  $\theta_0 = 105 \pm 3^\circ$  pour l'octylsilane et  $\theta_0 = 110 - 120^\circ$  pour le perfluorooctylsilane.

#### *ii Silanes fluorés en phase liquide*

Pour rendre les surfaces d'aluminium hydrophobes, une silanisation en phase liquide est réalisée, inspirée du protocole décrit par Qian et Shen [104] : une solution millimolaire de perfluorooctyltriéthoxysilane  $\text{CF}_3\text{-(CF}_2\text{)}_5\text{-(CH}_2\text{)}_2\text{-Si(-O-CH}_2\text{-CH}_3\text{)}_3$  dans le méthanol est préparée avec  $62 \mu\text{L}$  de silane et  $9 \mu\text{L}$  d'eau déionisée pour 40 mL de méthanol. Les surfaces d'aluminium, plongées dans cette solution pendant une heure, à température ambiante, sont ensuite rincées à l'isopropanol, séchées à l'azote comprimé et placées dans une étuve à  $130^\circ$  durant une heure. Une fois refroidies à température ambiante, on peut mesurer sur de telles surfaces des angles de contact compris dans la gamme  $110\text{--}120^\circ$  (pour l'eau).

### A.2.4 Traitements superhydrophobes

Comme cela a été précisé dans la partie 1.1.2, l'obtention de surfaces superhydrophobes nécessite d'associer une rugosité au caractère chimiquement hydrophobe de la surface. Aussi, on doit retrouver ces deux éléments à l'issue du traitement envisagé. Les protocoles expérimentaux exposés dans cette partie ont permis à la fois de traiter les objets tridimensionnels (sphères, plaques et impacteurs) utilisés au cours des différentes expériences, mais aussi d'obtenir des surfaces qui, lors de l'immersion dans l'eau, se présentent dans l'état de Cassie, c'est-à-dire dont les rugosités ne sont pas intrudées par le liquide.

*i Dépôt de noir de fumée*

Le traitement le plus simple à mettre en œuvre consiste à revêtir la surface d'une pellicule de noir de fumée, en plaçant l'objet à traiter au-dessus d'une flamme de bougie. La rugosité submicrométrique est créée par le dépôt des micro-particules de suie (figure A.1), tandis que le caractère hydrophobe est assuré par les particules elles-mêmes, naturellement non mouillantes.

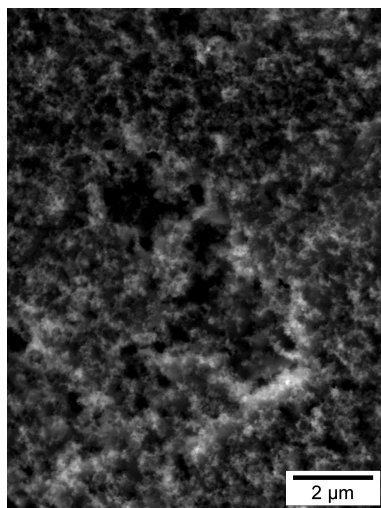


Fig. A.1: Image de microscopie électronique à balayage (MEB) d'une surface revêtue de noir de fumée, sous un angle d'incidence nul.

Sur de telles surfaces, on a pu mesurer avec l'eau des angles de contact compris dans la gamme  $162\text{-}172^\circ$ . L'effet miroir observé sur l'objet traité lorsqu'il est immergé dans l'eau, lié à la réflexion des rayons lumineux sur l'interface liquide-gaz, atteste de la présence d'air piégé dans les rugosités entre le liquide et le solide.

Ce traitement, bien qu'il permette de traiter facilement un objet solide tridimensionnel à condition que ce dernier ne brûle pas au-dessus de la bougie, présente plusieurs inconvénients. D'une part, on peut observer, lors du dé mouillage d'une surface revêtue de noir de fumée que de nombreuses particules se détachent de la surface, phénomène probablement favorisé par l'absence de liaison chimique entre le noir de fumée et le substrat traité. Aussi, l'utilisation d'un tel revêtement n'est possible que lors des expériences d'impacts de sphères ou de mesures de forces de traînée sur des sphères immergées au cours desquelles le dé mouillage de la surface n'intervient jamais. Le deuxième inconvénient présenté par ce traitement tient à sa faible robustesse dans le temps vis à vis de l'intrusion du liquide dans les rugosités

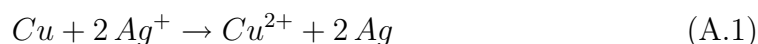
de la surface, lorsque l'objet traité est immergé.

### ii Aluminium superhydrophobe

Le dépôt de noir de fumée se révélant fragile au démouillage et peu performant en termes de résistance à l'intrusion, nous avons été amenés à utiliser des traitements de meilleure qualité, comme celui proposé par Qian et Shen [104] qui permet de rendre superhydrophobe une surface d'aluminium. Le protocole de traitement comporte deux étapes. La première, au cours de laquelle est créée la rugosité de la surface, consiste à « graver » la surface en l'immergeant pendant 15 secondes à température ambiante dans une solution aqueuse d'acide chlorhydrique (HCl) et d'acide fluorhydrique (HF) — 40 mL de HCl à 37 %, 2,5 mL de HF à 40 % pour 12,5 mL d'eau dé-ionisée. Après un rinçage à l'eau et sous ultrasons, la surface est séchée à l'étuve à 80°. La deuxième étape permet de rendre chimiquement hydrophobe la surface rugueuse par greffage en phase liquide de longues chaînes fluorocarbonées de silanes, en suivant le protocole de silanisation décrit plus haut (partie A.2.3ii). Les angles de contact atteints sur de telles surfaces sont compris dans la gamme 165–175°, et l'on observe également un effet miroir sur ces surfaces lors de l'immersion dans l'eau. Les surfaces d'aluminium superhydrophobes ainsi fabriquées présentent l'avantage de ne pas s'altérer au mouillage, ni au démouillage, et d'être plus résistantes à l'intrusion que les surfaces couvertes de noir de fumée, mais l'utilisation d'acide fluorhydrique au cours de l'attaque chimique rend la première étape plus difficile à mettre en oeuvre.

### iii Cuivre superhydrophobe

Des surfaces superhydrophobes de bonne qualité ont pu être fabriquées en s'inspirant du protocole, relativement simple, proposé par Larmour *et al.* [105], qui s'applique sur des substrats de cuivre. La première étape du traitement, qui vise à créer une rugosité de surface, consiste à immerger, après un nettoyage soigneux dans un bain à ultrasons d'acétone, puis d'éthanol absolu, l'objet que l'on veut rendre superhydrophobe dans une solution de nitrate d'argent à 0,01 mol/L, pendant 60 secondes. Au cours de cette immersion, une réaction d'oxydoréduction spontanée se produit entre les atomes de cuivre qui composent la surface et les ions argent présents en solution, d'après l'équation-bilan



On peut observer visuellement le dépôt lent des particules d'argent sur la surface solide, qui prend noircit progressivement au cours de la réaction. Un rinçage à

l'eau déionisée, ainsi que le séchage de la surface à l'azote comprimé sont effectués une fois le temps de réaction écoulé.

La deuxième étape permet de rendre chimiquement hydrophobe la surface d'argent, en l'immergeant dans une solution millimolaire d'octadécane-thiol ( $CH_3 - (CH_2)_{17} - SH$ ) dans l'éthanol absolu (16 mg d'octadécane-thiol pour 50 mL d'éthanol) pendant une heure, à température ambiante. Ce greffage est suivi d'un rinçage à l'éthanol absolu, puis d'une dernière étape de séchage sous un flux d'azote comprimé. Les angles de contact formés par l'eau sur de telles surfaces sont très élevés ( $168-175^\circ$ ), et l'on observe à l'immersion dans l'eau l'effet miroir caractéristique de l'état fakir, au cours duquel l'interface liquide repose sur les sommets des rugosités emprisonnant ainsi du gaz dans les creux de la surface (figure A.2a,b). La surface superhydrophobe ainsi fabriquée sur le substrat de cuivre a été également observée au microscope électronique à balayage dans le but d'évaluer la taille typique des rugosités (figure A.2c) : les reliefs, irréguliers, ont une extension latérale typique de l'ordre de  $0,2 \mu\text{m}$ , et sont distants les uns des autres d'environ  $0,5 \mu\text{m}$ .

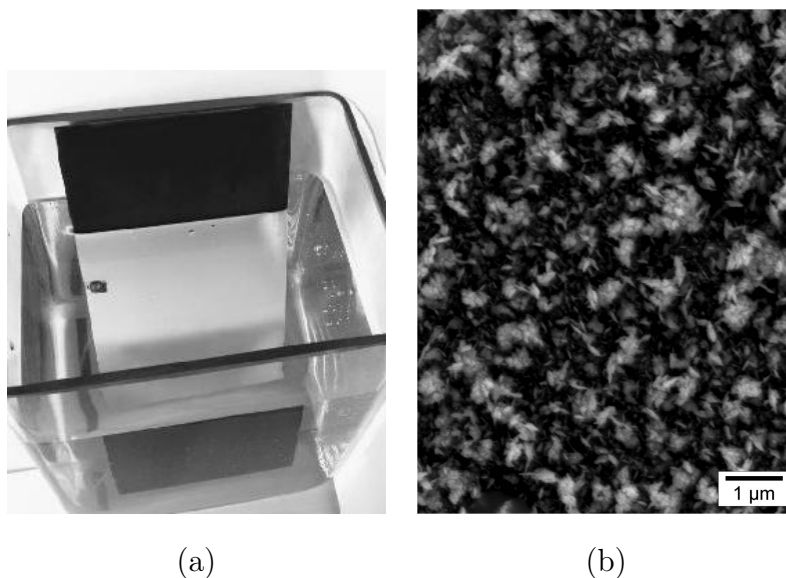


Fig. A.2: (a) Effet miroir obtenu sur la plaque de cuivre immergée dans l'eau : la plaque, noire dans l'air, apparaît brillante sous l'eau en raison de la réflexion des rayons lumineux sur l'interface eau-air qui entoure la surface. (b) : Observation au microscope électronique à balayage (MEB) d'une surface rugueuse et hydrophobe d'argent fonctionnalisée déposé sur un substrat de cuivre, sous un angle d'incidence nul.

De telles surfaces sont particulièrement résistantes à l'intrusion du liquide, et la tenue dans le temps de leurs propriétés superhydrophobes est remarquable,

puisque ces surfaces peuvent être conservées sans précautions particulières à l'air libre plusieurs mois durant, et ressortent indemnes d'une immersion ininterrompue dans l'eau de plusieurs semaines. La seule précaution consiste à éviter le contact physique avec la surface, qui détruit le revêtement en ôtant le dépôt d'argent.

## Annexe B

# Traînée de frottement sur une sphère

On cherche ici à évaluer la traînée de frottement  $F_{fr,sph}$  subie par une sphère de rayon  $a$ , lorsque celle-ci est immergée dans un écoulement de vitesse  $U$ , et dans le cas où la couche limite qui se développe le long de la paroi solide est laminaire.

On définit ici l'abscisse curviligne  $s(\phi, \psi)$  mesurée le long de la sphère, à une longitude  $\psi$  mesurée depuis le méridien amont de la sphère et à une latitude  $\phi$  (voir schéma de la figure B.1), soit :

$$s(\phi, \psi) = \psi a \cos \phi \quad (\text{B.1})$$

On considère en premier lieu la composante selon l'axe  $x$  de la force de frottement visqueux subie par une « tranche » horizontale comprise entre les latitudes  $\phi$  et  $\phi + d\phi$ . Compte-tenu des notations de la figure B.1, celle-ci s'écrit \*

$$dF_{fr,sph} = a.d\phi \int_{s=0}^{\pi a \cos \phi} \eta_L \frac{\partial U}{\partial r} \vec{e}_\psi \cdot \vec{e}_x ds, \quad (\text{B.2})$$

soit, après un changement de variable ( $s \rightarrow \psi$ ),

$$dF_{fr,sph} = a.d\phi \int_{\psi=0}^{\pi} \eta_L \frac{\partial U}{\partial r} a \cos \phi \vec{e}_\psi \cdot \vec{e}_x d\psi. \quad (\text{B.3})$$

On sait de plus que la couche limite est la zone d'épaisseur  $\delta(\phi, \psi)$  qui connecte la paroi solide, où la vitesse du fluide est nulle, et l'écoulement de vitesse  $U$ ; le gradient de vitesse dans la couche limite peut donc être approximé par

$$\frac{\partial U}{\partial r} \approx \frac{U}{\delta} \quad (\text{B.4})$$

---

\*. Pour exprimer le gradient de vitesse, on néglige la courbure de la paroi solide, puisque le rayon de la sphère est grand devant l'épaisseur de la couche limite :  $a = 1,5$  cm et l'épaisseur de la couche limite (équation B.5) évaluée pour  $U = 1$  m/s et  $s = 1,5$  cm est de l'ordre de 0,1 mm.



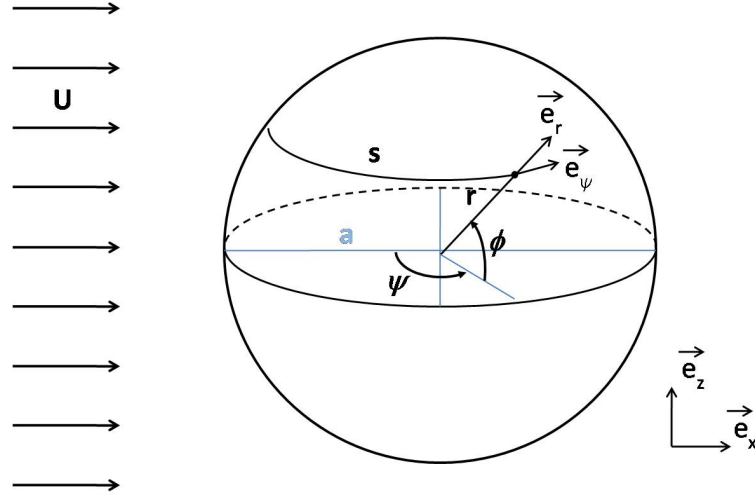


Fig. B.1: Introduction des notations utilisées pour le calcul de la force de frottement visqueux qui s'exerce sur une sphère de rayon  $a$ , placée dans un écoulement de vitesse  $U$ .

D'autre part, lorsque l'écoulement dans la couche limite est laminaire, le transfert de quantité de mouvement entre la paroi et l'écoulement est diffusif, d'où l'expression de  $\delta$  :

$$\delta(s, \phi) \approx \sqrt{\frac{\eta_L s}{\rho U}} = \sqrt{\frac{\eta_L \psi a \cos \phi}{\rho U}}. \quad (\text{B.5})$$

En combinant les équations B.3, B.4 et B.5, et en remarquant que  $\vec{e}_\psi \cdot \vec{e}_x = \sin \psi$ , on obtient pour  $dF_{fr,sph}$

$$dF_{fr,sph} = \sqrt{\rho \eta_L a^3 U^3} \sqrt{\cos \phi} d\phi \times \mathcal{I}_1, \quad (\text{B.6})$$

où  $\mathcal{I}_1$  est l'intégrale définie par

$$\mathcal{I}_1 = \int_{\psi=0}^{\pi} \frac{\sin \psi}{\sqrt{\psi}} d\psi \approx 1,79. \quad (\text{B.7})$$

La force de frottement totale qui s'applique sur la sphère peut être évaluée en sommant  $dF_{fr,sph}$  sur toutes les latitudes  $\phi \in [-\pi/2; \pi/2]$  :

$$\begin{aligned} F_{fr,sph}(a, U) &= 2 \int_{\phi=-\pi/2}^{\pi/2} dF_{fr,sph} \\ &= 2\mathcal{I}_1 \mathcal{I}_2 \sqrt{\rho \eta_L a^3 U^3}, \end{aligned} \quad (\text{B.8})$$

avec

$$\mathcal{I}_2 = \int_{\phi=-\pi/2}^{\pi/2} \sqrt{\cos \psi} d\psi \approx 2,39. \quad (\text{B.9})$$

On peut également exprimer  $F_{fr,sph}(a,U)$  de manière à faire apparaître la surface latérale de la sphère  $S_{||} = 4\pi a^2$  et un coefficient de traînée  $C_{fr,sph}$  :

$$F_{fr,sph}(a,U) = \frac{1}{2} \rho S_{||} \times C_{fr,sph}(a,U) \times U^2, \quad (\text{B.10a})$$

$$\text{avec } C_{fr,sph}(a,U) = \frac{\mathcal{I}_1 \mathcal{I}_2}{\pi} \sqrt{\frac{2\eta_L}{2a\rho U}}. \quad (\text{B.10b})$$

On déduit alors de l'équation B.10b que le coefficient de traînée de frottement d'une sphère de rayon  $a$  évolue comme l'inverse de la racine du nombre de Reynolds de l'écoulement, construit sur le diamètre  $2a$  de la sphère :

$$C_{fr,sph}(a,U) \approx \frac{1,9}{\sqrt{Re_{2a}}}. \quad (\text{B.11})$$



# Annexe C

## Expériences de ruissellement :

Cette annexe regroupe toutes les données complémentaires issues des expériences de ruissellement. Une première partie est consacrée aux évolutions de l'angle d'éjection avec la vitesse du jet incident, lorsque celui-ci est créé par une buse de diamètre de sortie  $D_0 = 4,0$  mm ; on présente alors successivement les données obtenues avec l'eau, et avec le mélange eau-glycérol deux fois plus visqueux. Dans une deuxième partie, nous présentons tous les résultats des mesures effectuées avec un jet plus fin, créé par une buse de diamètre  $D_0 = 2,0$  mm, le liquide étant l'eau ou le mélange eau-glycérol. Ces résultats montrent qualitativement les mêmes dépendances du seuil de ruissellement et de l'angle d'éjection avec le rayon de courbure et la mouillabilité des impacteurs, et c'est pourquoi ils n'ont pas été insérés dans le chapitre 4.

Sur toutes les courbes expérimentales présentant l'évolution de  $\psi_0$  avec la vitesse du jet  $U_0$ , les incertitudes de mesure sur  $\psi_0$ , évaluées à  $\pm 2^\circ$ , n'apparaissent pas afin de ne pas surcharger les figures. On remarquera sur certaines courbes présentées ci-dessous des « sauts » dans l'évolution de  $\psi_0$ , qui peuvent survenir au raccord des séries de mesures obtenues pour différentes valeurs de la hauteur  $h_0$  à laquelle le réservoir de liquide a été placé (voir schéma du dispositif en page 103). Si l'utilisation du déflecteur décrit au chapitre 4 (p. 105) lorsque l'écoulement s'établit a permis d'éviter ces accidents dans la majorité des cas, nous n'avons pas pu les éviter pour les impacteurs de plus grand rayon de courbure (figure C.1d), pour lesquels ils sont particulièrement prononcés.

### C.1 Jet liquide de 4,0 mm de diamètre : évolutions de l'angle d'éjection $\psi_0(U_0)$

C.1.1 Liquide = eau ;  $\eta_L = 1,0 \text{ mPa.s}$

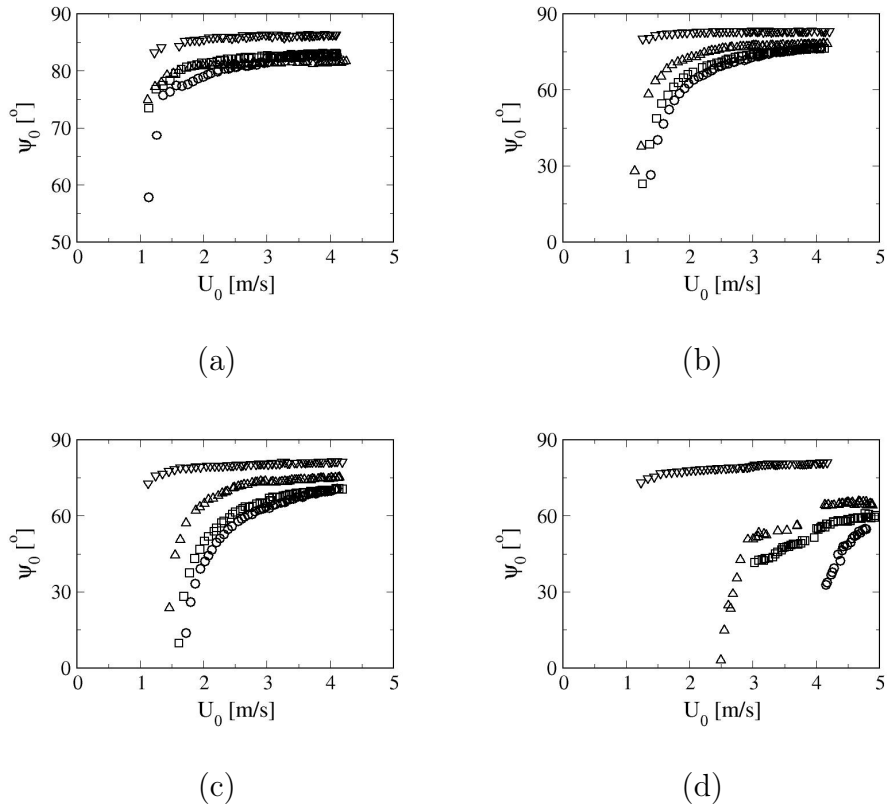


Fig. C.1:  $\psi_0(U_0)$  pour un jet d'eau de diamètre  $D_0 = 4,0 \text{ mm}$ , envoyé sur des impacteurs de rayons de courbure au bord  $r_i \rightarrow 0$  (a),  $r_i = 0,5 \text{ mm}$  (b),  $r_i = 1 \text{ mm}$  (c) et  $r_i = 2 \text{ mm}$  (d). Les différents symboles correspondent à la mouillabilité des impacteurs :  $\theta_0 = 10^\circ$  ( $\circ$ ) ;  $78^\circ$  ( $\square$ ) ;  $115^\circ$  ( $\triangle$ ) ;  $172^\circ$  ( $\nabla$ ).

C.1.2 Liquide = mélange eau-glycérol ;  $\eta_L = 2,0 \text{ mPa}\cdot\text{s}$ 

On peut remarquer en comparant les figures C.1 et C.2 que les évolutions de  $\psi_0$  obtenues avec un liquide deux fois plus visqueux que l'eau sont les mêmes que celles obtenues avec l'eau, excepté pour les impacteurs de rayons de courbure les plus grands (figure C.2d), pour lesquels les angle d'éjection sont plus faibles lorsque la viscosité du liquide est plus grande. Dans ce cas, on arrive dans les limites de l'hypothèse d'écoulement non visqueux dans le film, utilisée pour modéliser les résultats obtenus (chapitre 4, partie 4.4).

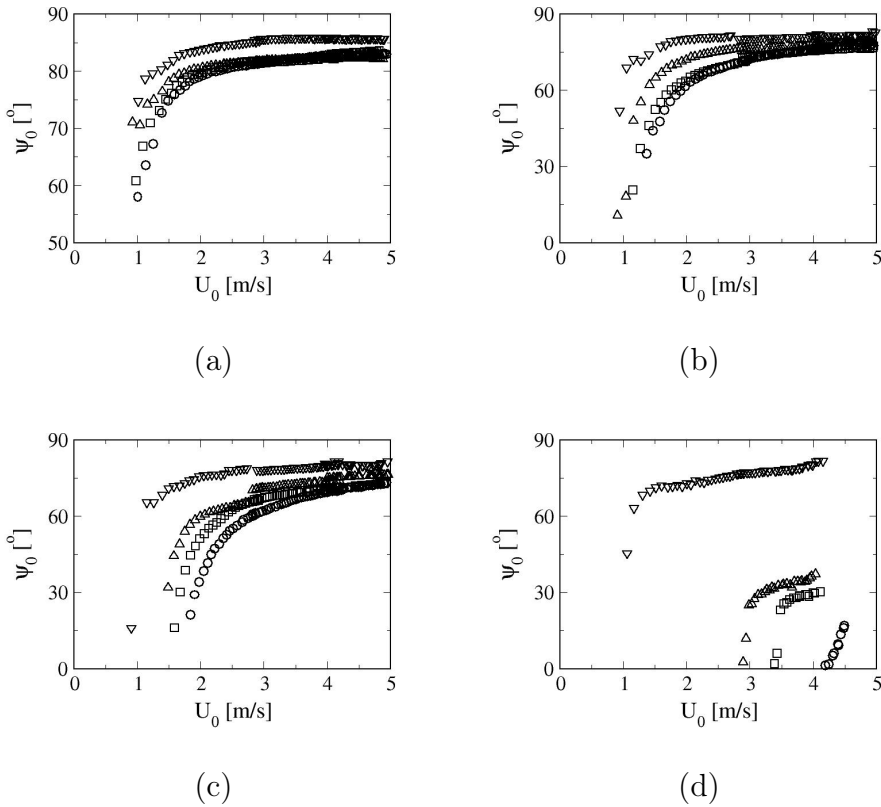


Fig. C.2:  $\psi_0(U_0)$  pour un jet de viscosité  $\eta_L = 2,0 \text{ mPa}\cdot\text{s}$  (mélange eau-glycérol), et de diamètre  $D_0 = 4,0 \text{ mm}$ , envoyé sur des impacteurs de rayons de courbure au bord  $r_i \rightarrow 0$  (a),  $r_i = 0,5 \text{ mm}$  (b),  $r_i = 1 \text{ mm}$  (c) et  $r_i = 2 \text{ mm}$  (d). Les différents symboles correspondent à la mouillabilité des impacteurs :  $\theta_0 = 10^\circ$  ( $\circ$ ) ;  $78^\circ$  ( $\square$ ) ;  $115^\circ$  ( $\triangle$ ) ;  $172^\circ$  ( $\nabla$ ).

## C.2 Jet de 2,0 mm de diamètre

### C.2.1 Influence du diamètre du jet

Lorsqu'on diminue le diamètre du jet incident, tous les autres paramètres étant fixés, on voit (figure C.3) que les courbes se décalent vers les hautes vitesses, et qu'il est plus difficile d'obtenir des angles d'éjection élevés\*. Ce décalage est dû à la diminution de l'épaisseur du film  $e_0 = R_0^*/(2R_i)$  lorsque le diamètre du jet est diminué; en effet, on montre dans la partie 4.4 (p.115) du chapitre 4, que la vitesse seuil, ainsi que l'angle d'éjection du film ne dépendent pas directement de la vitesse du film, mais plutôt du nombre de Weber construit sur celle-ci ET sur l'épaisseur  $e_0$  :  $We = \rho U_0^2 e_0 / \gamma$ . Ainsi, il est clair que si  $e_0$  diminue, la vitesse  $U_0$  doit être plus importante pour atteindre une valeur donnée de  $We$ .

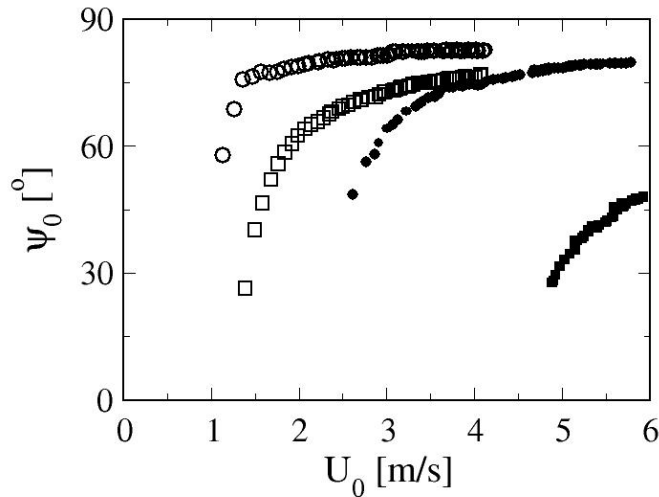


Fig. C.3: Influence du diamètre  $D_0$  du jet d'eau incident sur l'angle d'éjection  $\psi_0$  : on compare les angles d'éjections mesurés pour  $D_0 = 4,0$  mm (symboles vides) et  $D_0 = 2,0$  mm (symboles pleins), à mouillabilité constante ( $\theta_0 = 10^\circ$ ) et à courbure constante :  $r_i \rightarrow 0$  ( $\circ, \bullet$ ) ou  $r_i = 0,5$  mm ( $\square, \blacksquare$ ).

### C.2.2 Seuil de ruissellement

Les mesures effectuées lorsque le jet incident est plus étroit ( $D_0 = 2,0$  mm) montrent que le seuil de ruissellement présente les mêmes comportements typiques

\*. On entend par difficile la nécessité d'atteindre des vitesses  $U_0$  plus élevées.

avec la modification du rayon de courbure au bord et/ou de la mouillabilité de l'impacteur (figure C.4) la vitesse seuil de ruissellement du film liquide est d'autant plus grande, à rayon de courbure fixé, que l'impacteur est hydrophile, et d'autant plus grande, à mouillabilité fixée, que le rayon de courbure est important. Toutefois, le décalage du seuil de ruissellement vers les plus grandes vitesses  $U_0$ , dû à la diminution de l'épaisseur du film liquide, explique que la vitesse seuil n'a pas pu être déterminée pour les impacteurs non-superhydrophobes de rayon de courbure supérieur à 0,5 mm, la gamme de vitesses autorisée par le dispositif expérimental n'étant pas assez étendue.

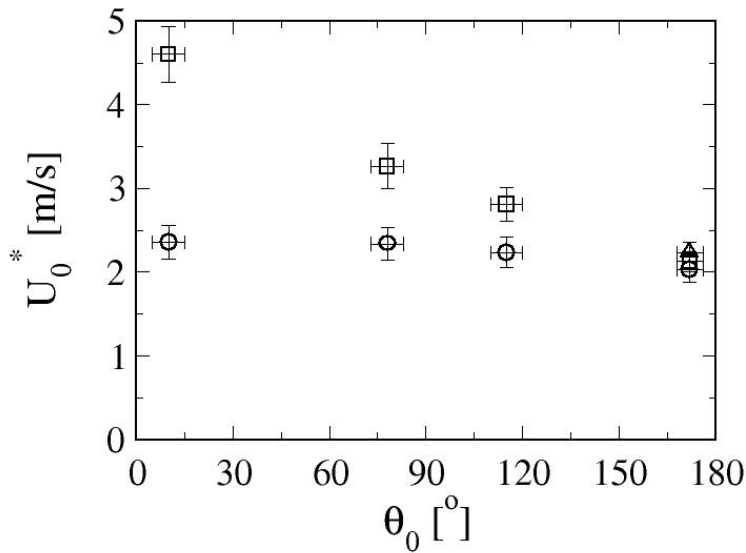


Fig. C.4: Évolutions de  $U_0^*$ , mesurées avec un jet d'eau de diamètre  $D_0 = 2,0$  mm, en fonction de la mouillabilité des impacteurs et pour différentes valeurs de  $r$  :  $r \approx 0$  ( $\circ$ ), 0,5 mm ( $\square$ ), 1 mm ( $\triangle$ ) et 2 mm ( $\nabla$ ). Dans ces deux derniers cas, le domaine d'éjection n'a pu être atteint qu'avec les impacteurs superhydrophobes.

La comparaison des seuils mesurés pour un écoulement d'eau (de viscosité  $\eta_L = 1,0$  mPa.s) et pour le mélange eau-glycérol de viscosité  $\eta_L = 2\eta_{eau}$  montre (figure C.5) que les valeurs de  $U_0^*$  ne sont pas plus affectées par cette augmentation de la viscosité qu'elles ne l'étaient avec le jet plus épais.



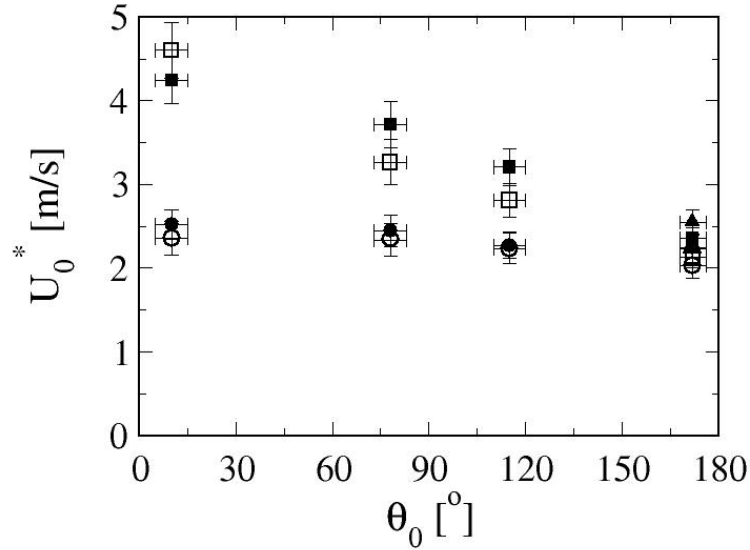


Fig. C.5: Évolutions de  $U_0^*$ , mesurées avec un jet d'eau de diamètre  $D_0 = 2,0$  mm, en fonction de la mouillabilité des impacteurs et pour différentes valeurs de  $r$  :  $r \approx 0$  ( $\circ$ ), 0,5 mm ( $\square$ ), 1 mm ( $\triangle$ ) et 2 mm ( $\nabla$ ). Dans ces deux derniers cas, le domaine d'éjection n'a pu être atteint qu'avec les impacteurs superhydrophobes.

### C.2.3 Angle d'éjection du film liquide

On retrouve encore les mêmes comportements que ceux observés avec un jet de 4,0 mm de diamètre : l'angle d'éjection dépend conjointement de la mouillabilité et de la courbure au bord de l'impacteur (figure C.6). Pour un rayon de courbure  $r_i$  fixé,  $\psi_0$  est plus élevé lorsque  $\theta_0$  est augmenté, et pour un angle de contact donné, le film est plus défléchi par la zone courbée ( $\psi_0$  plus faible) lorsque la valeur de  $r_i$  est plus élevée. Lorsque la viscosité du liquide est multipliée par 2 en utilisant un mélange eau-glycérol, les résultats en termes d'évolutions de  $\psi_0$  avec la vitesse  $U_0$  du jet sont sensiblement les mêmes que ceux obtenus avec l'eau (figure C.7).

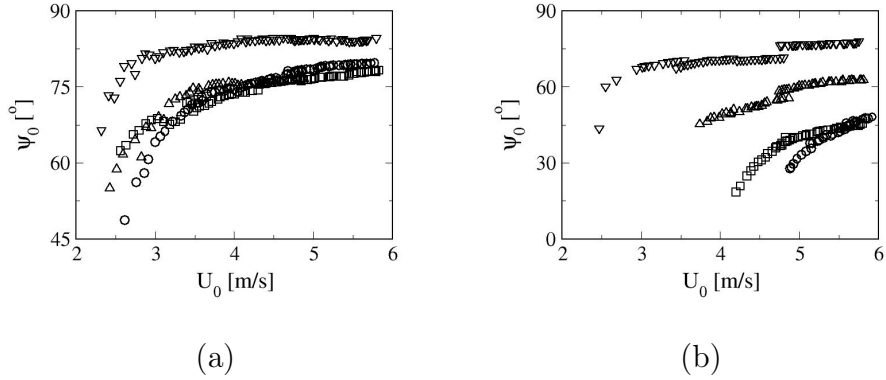


Fig. C.6:  $\psi_0(U_0)$  pour un jet d'eau de diamètre  $D_0 = 2,0$  mm, envoyé sur des impacteurs de rayons de courbure au bord  $r_i \rightarrow 0$  (a) et  $r_i = 0,5$  mm (b). Les différents symboles correspondent à la mouillabilité des impacteurs :  $\theta_0 = 10^\circ$  (o) ;  $78^\circ$  (□) ;  $115^\circ$  (△) ;  $172^\circ$  (▽).

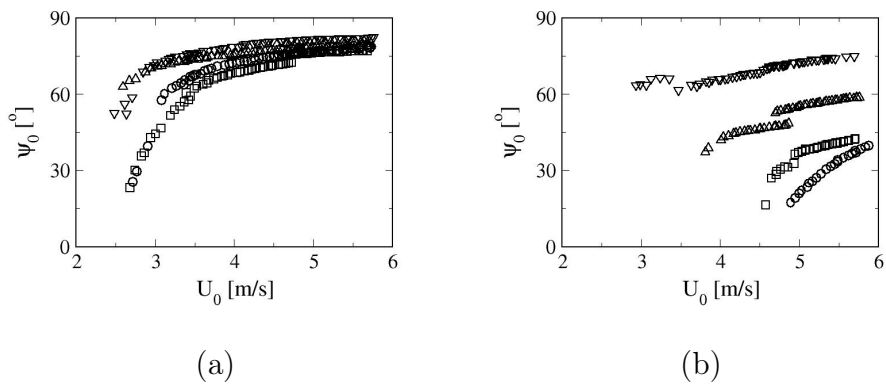


Fig. C.7:  $\psi_0(U_0)$  pour un jet de viscosité  $\eta_L = 2,0$  mPa.s (mélange eau-glycérol), et de diamètre  $D_0 = 2,0$  mm, envoyé sur des impacteurs de rayons de courbure au bord  $r_i \rightarrow 0$  (a) et  $r_i = 0,5$  mm (b). Les différents symboles correspondent à la mouillabilité des impacteurs :  $\theta_0 = 10^\circ$  (o) ;  $78^\circ$  (□) ;  $115^\circ$  (△) ;  $172^\circ$  (▽).



## Annexe D

Article : *Making a splash with water repellency*

# Making a splash with water repellency

CYRIL DUEZ<sup>1</sup>, CHRISTOPHE YBERT<sup>1</sup>, CHRISTOPHE CLANET<sup>2</sup> AND LYDÉRIC BOCQUET<sup>1\*</sup>

<sup>1</sup>Laboratoire PMCN, Université Lyon 1, UMR CNRS 5586, 69622 Villeurbanne, France

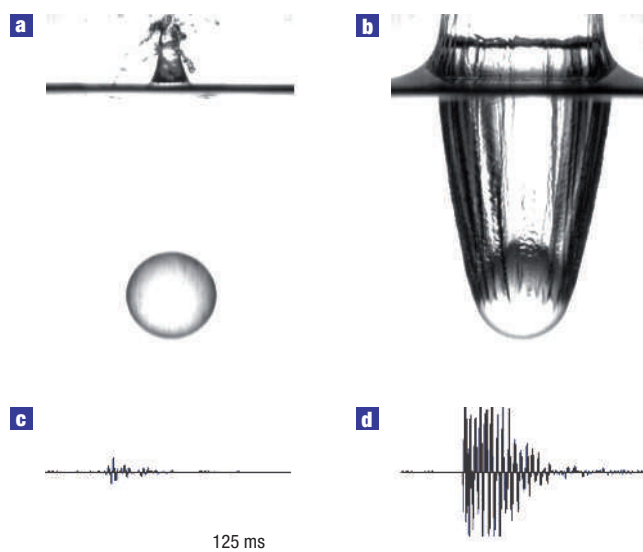
<sup>2</sup>IRPHE, UMR CNRS 6594, 13384 Marseille, France

\*e-mail: lyderic.bocquet@univ-lyon1.fr

Published online: 25 February 2007; doi:10.1038/nphys545

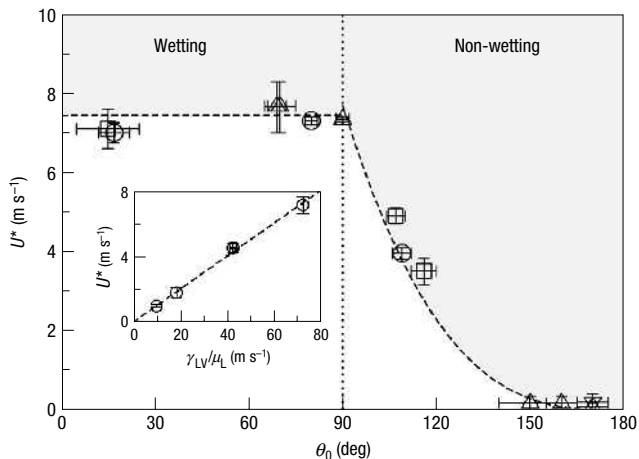
A splash is usually heard when a solid body enters water at large velocity. This phenomenon originates from the formation of an air cavity during the impact. The classical view of impacts on free surfaces relies solely on fluid inertia; therefore, surface properties and viscous effects should be negligible at sufficiently large velocities. In strong contrast to this large-scale hydrodynamic viewpoint, we demonstrate here that the wettability of the impacting body is a key factor in determining the degree of splashing. This unforeseen fact is further embodied in the dependence of the threshold velocity for air entrainment on the contact angle of the impacting body, as well as on the ratio between surface tension and fluid viscosity, thereby defining a critical capillary velocity. As a paradigm, superhydrophobic impactors make a big splash for any impact velocity.

The first systematic study of splashes was published more than one century ago by Worthington<sup>1</sup>. In this pioneering work, he used high-speed photography to examine impacts of drops and solid bodies on a liquid surface, with beautiful illustrations of splashes. (For impact of solid spheres on a liquid, it is interesting to mention that Worthington did observe different splashing behaviours, referred to as ‘rough’ or ‘smooth’, which are similar to the wettability effect discussed in the present paper.) In recent years, there has been a resurgence of interest in the physics of impact, due in particular to the development of rapid video imaging. And new perspectives have emerged, showing that unforeseen mechanisms play a central role in impact: to cite a few, the inhibition of droplet rebound by adding tiny amounts of polymers<sup>2</sup>, the complex deformation dynamics of a rebounding drop<sup>3</sup> and the unexpected role of ambient air on drop splashing<sup>4,5</sup>. Here, we consider the situation of a solid body impacting a gas–liquid interface. This situation is obviously relevant for many naval applications, such as ship slamming and air to sea weapons, and for any industrial coating process that involves the dipping of a solid object in a liquid bath (where air entrainment is to be avoided). The traditional description of an impact of a solid body on a free interface follows the work of von Karman and Wagner<sup>6,7</sup>, in which viscosity, surface tension and compressibility effects are neglected<sup>8,9</sup>. This idealized framework is formally justified by the fact that in the situations relevant to impacts, the Reynolds  $Re$  and Weber  $We$  numbers, quantifying the role of inertia versus respectively viscous and capillary effects, are very large. This is precisely the regime of interest in this study:  $Re = \rho U a / \mu_L \gtrsim 10^4$ – $10^5$  and  $We = \rho U^2 a / \gamma_{LV} \gtrsim 10^3$ – $10^4$  (for impacting body diameter  $a$ , velocity  $U$ , liquid density  $\rho$ , liquid viscosity  $\mu_L$  and liquid–vapour surface tension  $\gamma_{LV}$ ). Accordingly, capillarity and viscosity are not expected to play any role in the impact and can be ignored in this description.



**Figure 1** Visual and audio recordings of impact. **a, b**, Photographs of the impact of two spheres differing only in wettability by a nanometric coating on their surface: impact of a perfectly wetting sphere, with static contact angle  $\theta_0 \simeq 15^\circ$  (**a**); impact of a hydrophobic sphere with static contact angle  $\theta_0 \simeq 100^\circ$  (**b**). The impact velocity was  $5.0 \text{ m s}^{-1}$  in both cases, corresponding to a  $1.25 \text{ m}$  height drop. The photographs were taken  $15.5 \text{ ms}$  (**a**) and  $15.0 \text{ ms}$  (**b**) after initial impact. **c, d**, Time-dependent audio recordings of the impacts, as measured by a microphone  $\sim 10 \text{ cm}$  from the impact point, for a hydrophilic (**c**) and a hydrophobic (**d**) sphere. The signal is proportional to the acoustic pressure emitted during the impact. The units on the vertical scale are arbitrary (but identical). A big ‘splash’ is evident for the hydrophobic sphere, whereas a tiny ‘plop’ is heard for the hydrophilic sphere. The sound is associated with the rapid closure of the cavity (not shown).

Our experimental results contrast with this simple picture. As illustrated in Fig. 1, two spheres that differ only by a nanometric coating that modifies wettability exhibit very different impact behaviour: a huge air cavity is entrained for the hydrophobic sphere, whereas no such behaviour is observed for the hydrophilic sphere. However, apart from the static contact angle ( $\theta_0 \simeq 15^\circ$  versus  $\theta_0 \simeq 100^\circ$ ), the spheres are identical in terms of bulk material (glass), diameter, very low surface roughness and impact velocity ( $U = 5 \text{ m s}^{-1}$ ). Moreover, during the experiment, a ‘splash’ is heard for the hydrophobic sphere, whereas only a tiny ‘plop’ is produced by the hydrophilic sphere, as shown in Fig. 1c,d.



**Figure 2** Threshold velocity  $U^*$  for air entrainment as a function of (advancing) static contact angle  $\theta_0$  of the impacting body. The dashed lines are the theoretical predictions based on relations (1) and (2). The shaded area is the splash domain. The different symbols correspond to different bead diameters—square: 25.4 mm (glass); down-triangle: 20 mm (aluminium); circle: 15 mm (glass, steel); up-triangle: 7 mm (aluminium, steel). The beads are covered with various coatings to modify their wettability (see the Methods section). To focus on wettability as the only surface parameter, only smooth objects have been considered in the present study (see the Methods section). Inset: Dependence of the threshold velocity for a wetting glass sphere (25.4 mm) on the ratio  $\gamma_{LV}/\mu_L$ . We used various liquids to explore this dependence: water, isopropanol, ethanol and a water–glycerol mixture (20 wt% of glycerol). For these fluids, the contact angle on the sphere surface was always below  $10^\circ$ . The dashed line is a linear prediction  $U^* = \xi\gamma_{LV}/\mu_L$  (with  $\xi \approx 0.1$ ).

This observation raises puzzling questions: how can a nanometric coating modify large-scale hydrodynamics? More generally, how might capillarity affect the flow pattern in the limit of large Weber numbers? To answer these questions, we have first explored the conditions required to create an air cavity, as illustrated in the above example. By varying the velocity of the impacting body, we have demonstrated that an air cavity is created during an impact only above a threshold velocity,  $U^*$ , typically of a few metres per second. Furthermore, this threshold velocity is found to depend on the (advancing) contact angle  $\theta_0$  of the impacting body. The experimental results for  $U^*$  in water are shown in Fig. 2 for spheres with various wettabilities. Going further, we measured the dependence of the threshold velocity  $U^*$  on the liquid properties, by considering impacts on various liquids (with different viscosities and surface tensions) for fixed wettability. As shown in the inset of Fig. 2, we found that  $U^*$  is proportional to the capillary velocity, defined as  $\gamma_{LV}/\mu_L$ . To complete this exploration, we verified that the diameter of the impacting sphere does not influence the threshold (see Fig. 2), nor does the gas pressure (varied between 0.1 and 1 atm).

To rationalize these results, we focus on the detailed dynamics of the impact. An essential characteristic of solid to liquid impacts is that a thin film develops during the impact and climbs up the impacting body<sup>10</sup>. This film is evident in Fig. 3a. However, the film dynamics is seen to strongly differ depending on whether the velocity is below or above the threshold  $U^*$  for air entrainment. For the velocity considered in Fig. 3, the hydrophilic sphere is below the threshold: the film is seen to follow the sphere and closes up at the pole of the sphere (Fig. 3a). As such, no cavity is created. On the contrary, for the same velocity, the hydrophobic sphere is above threshold and the film is seen to detach from the sphere before

reaching the pole (Fig. 3b). The opened aperture left at the top of the sphere then leads to cavity formation and air entrainment. These pictures thus point to the film dynamics as the origin of air entrainment and splash.

We therefore propose an interpretation of these results in terms of contact-line stability. The geometry is described in Fig. 3c. The liquid film and triple line move at a velocity  $v$  of  $v \approx \zeta U$ , with  $\zeta$  a numerical prefactor of order unity (see ref. 8). Let us first consider the motion of the film on a hydrophobic sphere. In this case, the gas (air) is the wetting phase and the solid surface moves towards the non-wetting phase (liquid). This situation corresponds to the prototypical problem of forced (de)wetting, but here with the air replacing the liquid in the role of the wetting phase, see Fig. 3c. Since the work of de Gennes<sup>11</sup>, it has been known that a critical speed exists above which the triple line is no longer stable, as the dynamic contact angle  $\theta_d$  goes to  $180^\circ$  (ref. 12). Above this critical speed, the solid will be coated by the wetting phase, here air. A hydrodynamic force balance at the contact line shows that this occurs at a critical capillary number  $Ca^* = \mu v^*/\gamma_{LV}$  obeying  $Ca^* \approx \Theta_0^3/9\ell$ , with  $\Theta_0$  being the static contact angle as defined with respect to the wetting phase (air) and  $\ell \approx 15$ – $20$ , see refs 11,12. Using  $\Theta_0 = \pi - \theta_0$ , we get  $Ca^* \approx (\pi - \theta_0)^3/9\ell$ . This classical reasoning, however, neglects dissipation in the non-wetting phase (here water). This assumption is obviously not valid. We have added a liquid viscous contribution in the force balance at the triple line, in the form  $F_L \approx C\mu_L v$  (with  $C \sim 1$ ). This term adds to the classical contribution in the wetting phase corner, here  $F_{air}(v) = (3\mu_{air}\ell/[\pi - \theta_d])v$ , diverging as  $\theta_d \rightarrow 180^\circ$ . Both terms are of the same order of magnitude as  $\alpha = 3\ell\mu_{air}/\mu_L \sim 1$ . Using this new expression for the frictional force, the critical velocity is found to be of the form  $v^* = (g_0/9\ell)(\gamma_{LV}/\mu_L)[\pi - \theta_0]^3$ , defining a critical capillary number in terms of the liquid viscosity. The numerical prefactor  $g_0$  is typically of the order of  $\sim 5$ – $10$ , with a weak dependence on the liquid and gas viscosity. Using  $v = \zeta U$ , we eventually get the threshold velocity for non-wetting impactors ( $\theta_0 \geq 90^\circ$ ),

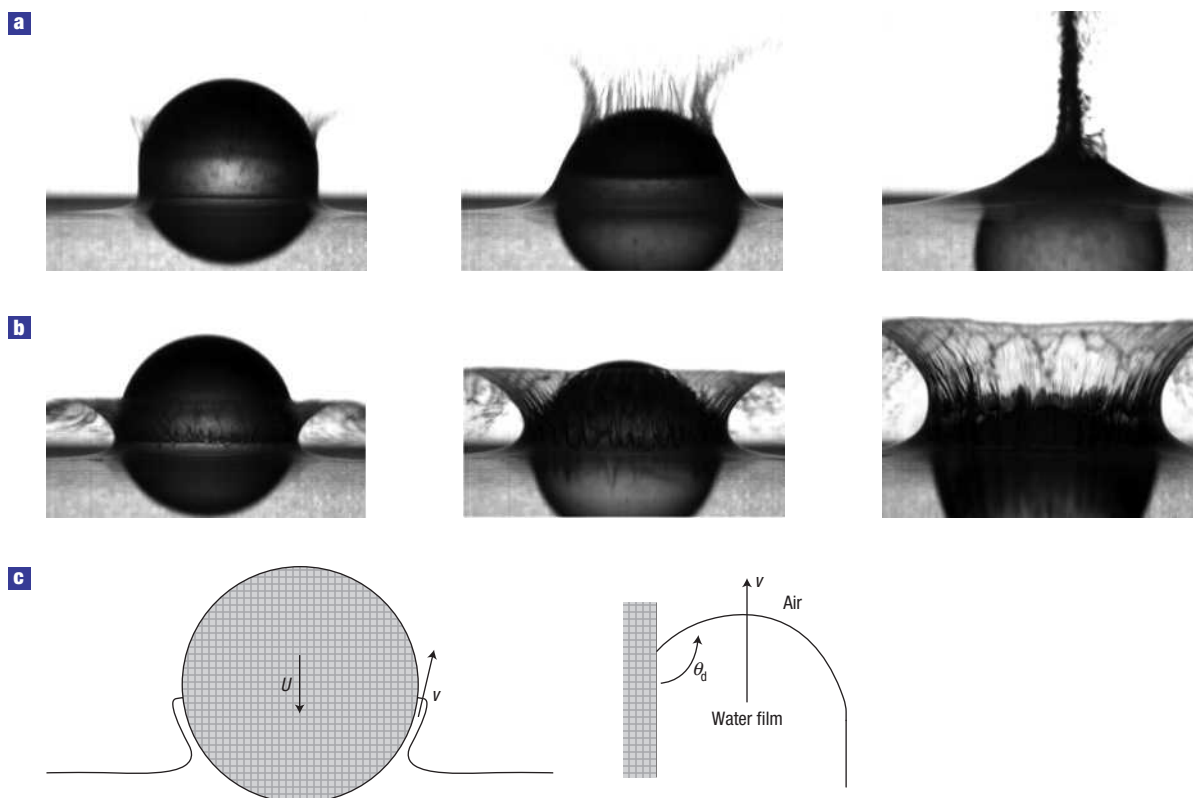
$$U^* = \frac{g_0}{9\ell\zeta} \frac{\gamma_{LV}}{\mu_L} [\pi - \theta_0]^3. \quad (1)$$

As shown in Fig. 2, this theoretical prediction is in very good agreement with the experimental results with hydrophobic impactors ( $\theta_0 \geq 90^\circ$ ). This mechanism culminates in the superhydrophobic limit, for which the impacting body entrains air for any velocity. Fixing  $\ell = 15$  and  $\zeta = 2$ , experimental results are quantitatively reproduced with  $g_0 \approx 7$  (which corresponds to  $C \approx 2.9$ ).

The situation of a hydrophilic impacting sphere may be discussed along the same lines. Although the contact angle is lower than  $90^\circ$  for small velocities, the dynamical contact angle  $\theta_d$  will increase with the triple-line velocity  $v$ . As above, the triple line will disappear as  $\theta_d \rightarrow 180^\circ$  (ref. 12). Unfortunately, no analytical description is available for  $\theta_d(v)$  in this limit when starting from a wetting surface ( $\theta_0 \leq 90^\circ$ ). Nevertheless, the physics is qualitatively similar to that described above for the non-wetting surfaces and the dissipation in air, which diverges as  $\theta_d \rightarrow 180^\circ$ , will destabilize the contact line above a threshold velocity. We therefore expect again a critical velocity, scaling as in the previous case like

$$U^* \approx \xi \frac{\gamma_{LV}}{\mu_L}. \quad (2)$$

The prefactor  $\xi$  may depend on the static contact angle  $\theta_0$ . However, as at the threshold for destabilization  $\theta_d^* \sim \pi$  is significantly larger than the static contact angle  $\theta_0$ , we only expect a weak dependence of  $\xi$  on  $\theta_0$ . This point is confirmed experimentally, as shown in Fig. 2: in the wetting regime the critical velocity for



**Figure 3** Detailed chronophotography of impacting spheres with two different wettabilities at the same impact velocity  $U = 5 \text{ m s}^{-1}$ . **a**, Hydrophilic sphere (1.4, 2.2 and 3.9 ms after initial impact). **b**, Hydrophobic sphere (1.5, 2.4 and 4.0 ms after initial impact). For the hydrophilic sphere, the considered impact velocity is below the threshold for air entrainment: the ascending film is shown to follow the sphere and gather at the pole. For the hydrophobic sphere, the impact velocity is above the threshold for air entrainment: the ascending film detaches from the sphere, thereby creating a cavity during the impact. **c**, Left: Diagram of the impact geometry; right: magnification of the triple-line region.  $\theta_d$  is the dynamic contact angle, which is larger than the static contact angle  $\theta_0$  for a moving triple line (with velocity  $v$ ). The threshold velocity is reached as the contact line is no longer stable, which occurs as  $\theta_d \rightarrow 180^\circ$ .

air entrainment is basically independent of the static contact angle. Moreover, changing the fluid fully confirms the linear dependence of  $U^*$  on  $\gamma_{LV}/\mu_L$  as embodied in expression (2) (see Fig. 2, inset). Comparison with experimental results suggests  $\xi \approx 0.1$  (see Fig. 2, inset).

We finish with a short discussion on the ‘splashing’ sound, which can be heard above threshold (see Fig. 1). The sound arises from the rapid closure of the cavity as it pinches off. These dynamics are gravity driven so that the closure time is typically  $\tau \sim \sqrt{a/g}$ , where  $a$  is the size of the impacting object and  $g$  is the gravitational constant<sup>13,14</sup>. For a centimetre body,  $\tau \sim 100$  ms, in full agreement with the recordings shown in Fig. 1 (to compare with the impact time  $a/U \sim 5$  ms in this case). As we confirmed independently, the splash duration and amplitude are therefore independent of the impact velocity.

## METHODS

### SURFACE TREATMENTS TO CONTROL WETTABILITY

We use spheres made of glass, steel and aluminium, with diameters varying between 7 and 25.4 mm.

Wetting glass beads ( $\theta_0 \approx 15\text{--}20^\circ$ ) are obtained by immersion for 40 min in piranha solution (1 vol  $\text{H}_2\text{O}_2$ , 2 vol  $\text{H}_2\text{SO}_4$ ), then rinsed using deionized water and isopropanol, and finally heated at  $110^\circ\text{C}$  for 20 min.

Hydrophobic glass beads ( $\theta_0 \approx 100\text{--}120^\circ$ ) are obtained by grafting silane chains on the surface. We chose grafting of octyltriethoxysilane ( $105^\circ$ ) or

perfluorooctyltrichlorosilane ( $110\text{--}120^\circ$ ) in the gas phase (by pumping in a closed vessel), for 15 h at ambient temperature. After silanization, the beads are rinsed with isopropanol, dried and heated at  $90^\circ\text{C}$  for 1 h.

Superhydrophobic aluminium beads ( $\theta_0 \approx 150\text{--}170^\circ$ ) are obtained following the chemical protocol proposed by Qian and Zhen<sup>15</sup>. The aluminium beads are first plunged into an aqueous solution of chlorhydric and fluorhydric acids for 15 s. Then a silane coating (perfluorooctyltriethoxysilane) is grafted on the beads by silanization in the liquid phase at ambient temperature for 1 h and then heated at  $130^\circ\text{C}$  for 1 h. This protocol works only for pure aluminium and we therefore used 1,050 Al.

The contact angle on the steel beads is  $\theta_0 \approx 80\text{--}90^\circ$ , obtained after cleaning with deionized water with detergent, and then with isopropanol. An atomic force microscope (AFM) topographic scan of the beads’ surface shows that for the beads considered in this study, the peak-to-peak roughness was smaller than 100 nm (with a r.m.s. roughness of  $\sim 5$  nm for a  $10 \mu\text{m} \times 10 \mu\text{m}$  scan). Larger scale roughness was probed with a profilometer (Tencor Instruments) with a  $5 \mu\text{m}$  tip showing less than 20 nm r.m.s. deviation over a millimetre scan. For the superhydrophobic coatings, we have shown moreover in a previous work using AFM measurements that the liquid interface on the coatings is very smooth with a peak-to-peak roughness in the hundreds of nanometres range<sup>16</sup>.

### IMPACT EXPERIMENT SET-UP AND PROTOCOL

The beads are released from rest at varying heights above a transparent box containing the liquid. The impact is recorded using a high-speed video camera (Mikrotron) at a frame rate of  $\sim 1,000$  frames per second. The impact speed is determined from the movie. Before each release, the beads are cleaned by rinsing with isopropanol, dried using nitrogen and heated at  $110^\circ\text{C}$  for 20 min for a complete drying. We left the beads to cool to ambient temperature before

impact. Most of our experiments are conducted with water, but to study the effect of fluid properties (viscosity, surface tension) we use ethanol, isopropanol and a water–glycerol mixture (20 wt% of glycerol) to vary the viscosity. The contact angle on the bare glass beads with these fluids was always smaller than  $10^\circ$ . The viscosity of the water–glycerol mixture was measured before and after each impact using a Ubbelohde viscometer. The values for the surface tensions were taken from the literature.

Received 16 November 2006; accepted 22 January 2007; published 25 February 2007.

#### References

1. Worthington, A. M. & Cole, R. S. Impact with a liquid surface studied by the aid of instantaneous photography II. *Phil. Trans. R. Soc. Lond. A* **194**, 175–199 (1900).
2. Bergeron, V., Bonn, D., Martin, J.-Y. & Vovelle, L. Controlling droplet deposition with polymer additives. *Nature* **405**, 772–775 (2000).
3. Richard, D., Clanet, C. & Quéré, D. Contact time of a bouncing drop. *Nature* **417**, 811 (2002).
4. Xu, L., Zhang, W. W. & Nagel, S. R. Drop splashing on a dry smooth surface. *Phys. Rev. Lett.* **94**, 184505 (2005).
5. Quéré, D. Impact on Everest. *Nature* **435**, 1168 (2005).
6. von Kármán, T. The impact on seaplane floats during landing. NACA Technical Note 321 (1929).
7. Wagner, H. Phenomena associated with impacts and sliding on liquid surfaces. *Z. Angew. Math. Mech.* **12**, 193–215 (1932).
8. Oliver, J. *Water Entry and Related Problems*. Thesis, Oxford Univ. (2002).
9. Howison, S., Ockendon, J. R. & Oliver, J. M. Oblique slamming, planing and skimming. *J. Eng. Math.* **48**, 321–337 (2004).
10. Korobkin, A. A. & Pukhnachov, V. V. Initial stages of water impact. *Annu. Rev. Fluid Mech.* **20**, 159–185 (1988).
11. de Gennes, P.-G., Brochard-Wyart, F. & Quéré, D. *Gouttes, bulles, perles et ondes* (Belin, Paris, 2005).
12. Eggers, J. Hydrodynamic theory of forced dewetting. *Phys. Rev. Lett.* **93**, 094502 (2004).
13. Glasheen, J. W. & McMahon, T. A. Vertical water entry of disks at low Froude numbers. *Phys. Fluids* **8**, 2078–2083 (1996).
14. Duclaux, V. *et al.* Dynamics of transient cavities. *J. Fluid Mech.* (2007) (in the press).
15. Qian, B. & Shen, Z. Fabrication of superhydrophobic surfaces by dislocation-selective etching on aluminium, copper and zinc substrates. *Langmuir* **21**, 9007–9009 (2005).
16. Journet, C., Moulinet, S., Ybert, C., Purcell, S. T. & Bocquet, L. Contact angle measurements on superhydrophobic carbon nanotube forests: Effect of fluid pressure. *Europhys. Lett.* **71**, 104–109 (2005).

#### Acknowledgements

This project was supported by the French Ministry of Defense, via DGA. L.B. would like to thank J.-F. Pinton for discussions on the subject and D. Huang for a careful reading of the manuscript. The authors thank S. Manneville for kindly lending us the high-speed video system and M.-C. Audry for the AFM scans.

Correspondence and requests for materials should be addressed to L.B.

#### Competing financial interests

The authors declare that they have no competing financial interests.

Reprints and permission information is available online at <http://npg.nature.com/reprintsandpermissions/>





Annexe E

Article : *Dynamics of transient  
cavities*

# Dynamics of transient cavities

V. DUCLAUX<sup>1</sup>, F. CAILLÉ<sup>1</sup>, C. DUEZ<sup>2</sup>, C. YBERT<sup>2</sup>,  
L. BOCQUET<sup>2</sup> AND C. CLANET<sup>1</sup>

<sup>1</sup>IRPHE, UMR 6594, 49 rue F. Joliot-Curie, BP 146, 13384 Marseille, France

<sup>2</sup>Laboratoire PMCN, UMR CNRS 5586, Université Lyon I, 69622 Villeurbanne, France

(Received 1 December 2005 and in revised form 10 May 2007)

We study the collapse of a transient cavity of air in water created by the impact of a solid body. Experimentally, we characterize the dynamics of the cavity from its creation ( $t = 0$ ) until it collapses ( $t = \tau$ ) in the limit where inertia dominates viscous and capillary effects. Theoretically, we find in this regime an approximate analytical solution which describes the time evolution of the shape of the cavity. This theoretical solution predicts the existence of two different types of cavities that we also observe experimentally.

---

## 1. Introduction

What happens when a solid body impacts on water?

A few decades ago, this question was of interest for seaplane engineers (von Kármán 1929; Wagner 1932), naval architects (Cointem 1989; Fridman 1998), torpedo designers (May 1952; Richardson 1948) and physicists interested in fast transient phenomena (Worthington 1908). Lately, it has become of interest for mechanics interested in the Basilic lizard motion (Glasheen & McMahon 1996*b*) and physicists working on granular flows (Thoroddsen & Shen 2001; Lohse *et al.* 2004).

This question belongs to the general subject of *water entry problems* which is mainly composed of two different kinds of studies: the initial stages of contact (Korobkin & Pukhnachov 1988; Howison, Ockendon & Wilson 1991) and the creation of the associated cavity (Birkhoff & Zarantonello 1957). The present article belongs to this second class of studies.

A typical impact is presented in figure 1. This chronophotography presents the evolution of the cavity during the first 140 ms after the impact of a glass sphere covered with soot (hydrophobic surface). The radius is  $R_0 = 12$  mm and the velocity  $U = 2.1$  m s<sup>-1</sup> ( $Fr = 39$ ). The creation of the cavity extends from image 1 to image 8 where it pinches. We denote the depth of the cavity at pinching  $H$  and the position of the neck  $H_p$ . The diameter of the hole at the surface ( $z = 0$ ) is  $2R$ . If  $t = 0$  stands for the time at which the sphere touches the interface, the time of pinching is defined as  $t = \tau$ .

After the pinching (images 9 to 16) both cavities ( $0 < z < H_p$  and  $H_p < z < H$ ) retract, one towards the surface ( $0 < z < H_p$ ) and the other towards the sphere ( $H_p < z < H$ ). In this article, we focus on the dynamics of the cavity from creation to pinching (images 1 to 8).

If  $\sigma$  stands for the surface tension,  $\sigma R_0^2$  is the order of magnitude of the energy required to perturb the surface over the scale  $R_0$ . Using  $\rho$  for the liquid density, one expects the cavity to be created when the kinetic energy of the impact  $\sim \rho R_0^3 U^2$

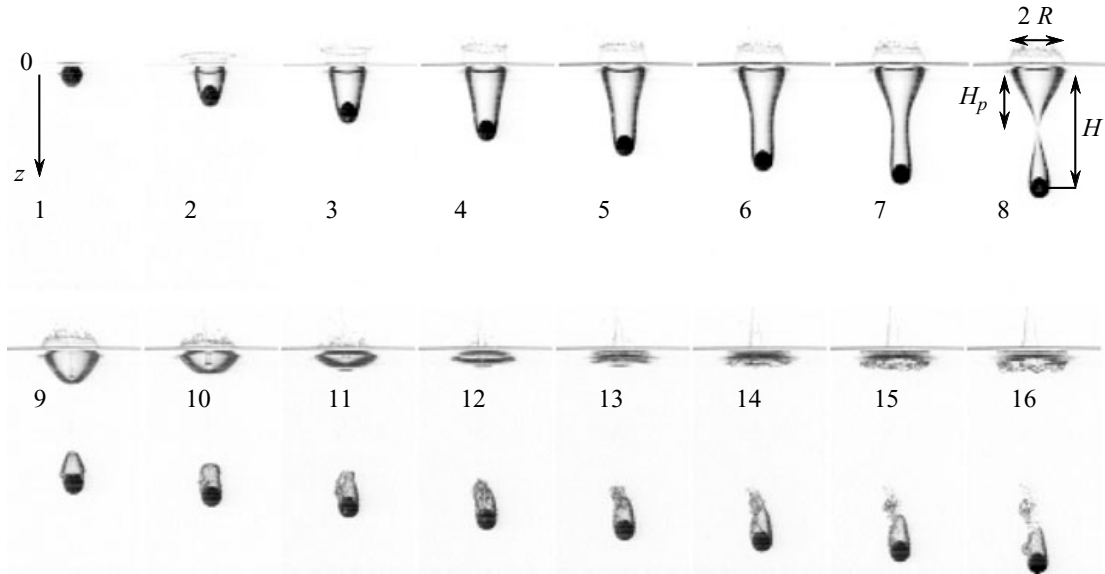


FIGURE 1. Chronophotography of the impact of a sphere ( $R_0 = 12$  mm) at  $U = 2.1$  m/s ( $Fr = 39$ ). The time step between images is  $\Delta t = 9.3$  ms. The sphere is coated with carbon soot.

is much larger than this surface energy. The study is thus conducted in the limit of high Weber number:  $We \equiv \rho U^2 R_0 / \sigma \gg 1$ . This is true as long as the kinetic energy is not completely dissipated at the impact through viscosity  $\mu U R_0^2$ , where  $\mu$  is the dynamic liquid viscosity. This second condition implies that the Reynolds number  $Re \equiv \rho U R_0 / \mu$  is much larger than unity. In the example presented in figure 1, we find  $We \approx 750$  and  $Re \approx 25\,000$ .

In this parameter range ( $We \gg 1$ ,  $Re \gg 1$ ), Glasheen & McMahon (1996a) summarize the experimental results obtained during the impact of a disk (radius  $R_0$ ) in water as:

the depth of the cavity scales as  $H/R_0 \approx 2.297 U / \sqrt{g R_0}$ ;

the time for pinching scales as  $\tau \approx 2.285 \sqrt{R_0/g}$  and is reported to be ‘nearly independent of the velocity’.

These experimental results are obtained for ‘low Froude numbers’:  $1 \leq U^2/g R_0 \leq 80$ . No theoretical model is proposed to account for these laws.

On the other hand, considering the impact in soft sand, Lohse *et al.* (2004) propose an hydrodynamic approach to describe the cavity created by the impact of a solid sphere in sand and propose the following scaling behaviour for its depth:  $H/R_0 \sim Fr^{1/3}$ .

In the present article, we first present experimental results on cavities created in water by spheres and cylinders. A model is then proposed to account for the experimental observations and to understand the origin of the two different laws proposed by Glasheen & McMahon (1996a) & Lohse *et al.* (2004).

## 2. Experimental set-up

### 2.1. Synopsis of the experiment

A sketch of the experiment is presented in figure 2(a): the solid sphere (or cylinder) is initially fixed at a height  $H_0$  above the water surface and is maintained at rest using a suction disk (holding device). Suddenly, the suction is released and the sphere (or cylinder) accelerates under its own weight towards the water and impacts at  $t=0$  with a velocity close to  $U \approx \sqrt{2gH_0}$ . The velocity is precisely measured at

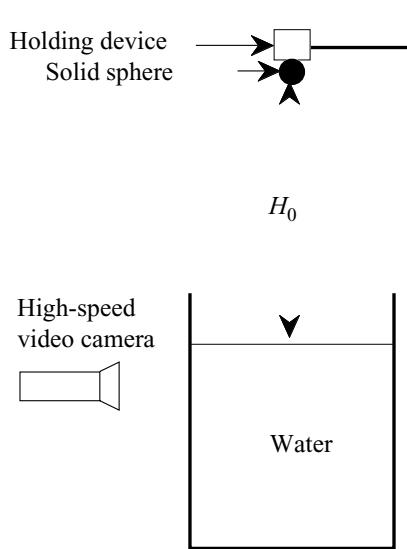


FIGURE 2. Sketch of the experimental set-up.

Sphere	$R_0$ (mm)	$M$ (g)	Cylinder	$R_0$ (mm)	$L$ (g)	$M$ (g)
S1	6	7	C1	6.1	100	21.4
S2	7.8	4.7	C2	10.1	200	31.2
S3	12	18	C3	20.1	400	243.2
S4	20	32				

TABLE 1. Geometrical characteristics of spheres and cylinders.

$H_0$ (m)	$R_0$ (mm)	$Re \equiv \frac{UR_0}{\nu}$	$We \equiv \frac{\rho U^2 R_0}{\sigma}$	$Fr \equiv \frac{U^2}{gR_0}$
0.1	6	$8.4 \times 10^3$	168	33
1	6	$2.6 \times 10^4$	1680	330
0.1	20	$2.8 \times 10^4$	560	10
1	20	$8.8 \times 10^4$	5605	100

TABLE 2. Orders of magnitude of the characteristic non-dimensional numbers, Reynolds, Weber and Froude, obtained for two different spheres released from two different heights.

the impact using a high-speed video camera, which also records the whole impact sequence.

## 2.2. Characteristics of the spheres and cylinders

The geometrical characteristics of the spheres and cylinders are presented in table 1. Their radius  $R_0$  ranges from 6 mm to 20 mm. Their impact in water (density  $\rho \approx 10^3 \text{ kg m}^{-3}$ , surface tension  $\sigma \approx 0.07 \text{ kg s}^{-2}$ , kinematic viscosity  $\nu \approx 10^{-6} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ ) is characterized by three non-dimensional numbers: Reynolds  $Re \equiv UR_0/\nu$ , Weber  $We \equiv \rho U^2 R_0/\sigma$  and Froude  $Fr \equiv U^2/gR_0$ , respectively comparing inertia to viscous, capillary and gravitational forces. The range of variation of these numbers in our experiment is presented on table 2. We observe that the whole study is conducted in the limit of high Reynolds and Weber numbers and for ‘moderate’ Froude numbers.

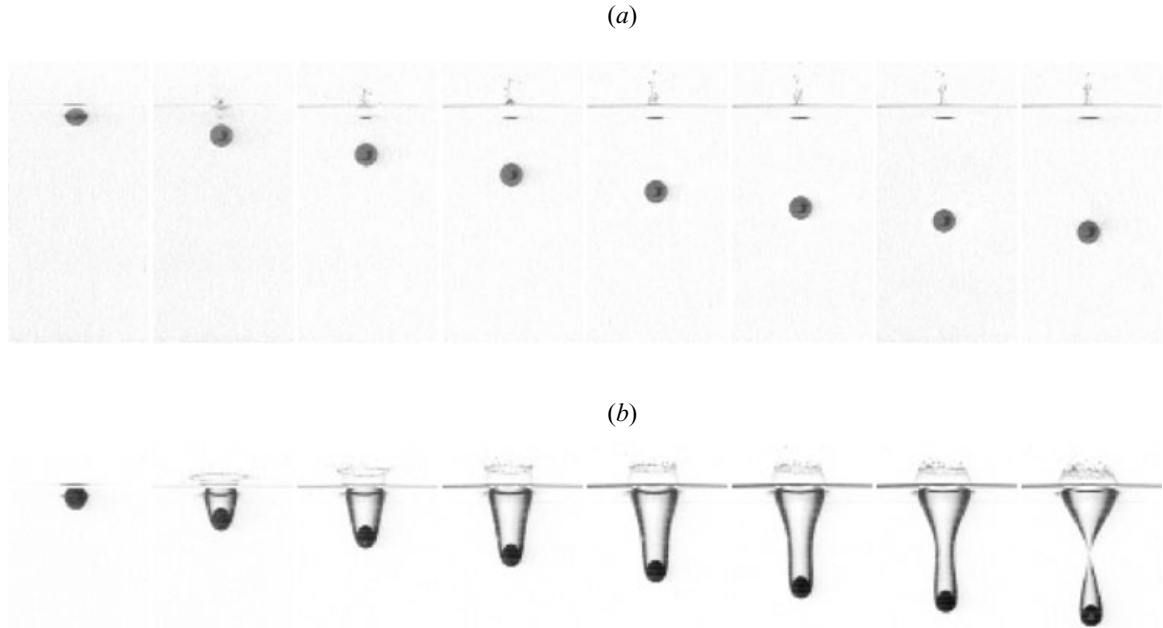


FIGURE 3. Chronophotography of the impact of (a) a smooth sphere of glass ( $R_0 = 12$  mm) and (b) the same sphere coated with soot, at  $U = 2.1$  m s $^{-1}$  ( $Fr = 39$ ). The time step between images is  $\Delta t = 9.3$  ms in both sequences.

### 3. Experimental results

#### 3.1. Threshold of entrainment

In figure 3 we present the impact of a sphere ( $R_0 = 12$  mm) at the velocity  $U = 2.1$  m s $^{-1}$  ( $Fr = 39$ ) that is either hydrophilic (clean glass surface in figure 3a), or hydrophobic (the same glass sphere coated with soot in figure 3b). We observe that the cavity shown in figure 1 only exists in the ‘hydrophobic’ case.

The same experiment conducted with a higher impact velocity  $U = 8$  m s $^{-1}$  ( $Fr = 543$ ) is presented in figure 4. Here, we do not observe any significant difference between the cavity created by the hydrophilic sphere (figure 4a) and the one created by the hydrophobic sphere (figure 4b).

From both experiments, we can conclude that the cavity presented in figure 1 only exists above a threshold velocity, the value of which depends on the surface state. Above this velocity, no significant difference can be observed on the shape of the cavity created.

The hydrophilic (or hydrophobic) property of the surface results from its roughness and wetting properties (de Gennes, Brochard & Quéré 2004). Here, we simply note that the hydrophobicity of the surface plays a role in the threshold of entrainment, without entering into the detail of the specific role of wetting and roughness. This specific study is reported in Duez *et al.* (2007) and Eggers (2007).

To qualitatively understand the influence of the surface hydrophobicity on the threshold of entrainment, one must focus on the dynamics of the liquid film which develops around the sphere during the first instants of the contact between the sphere and the interface. This is done in figure 5, where we show that the liquid film (the position of which is indicated with arrows) moves along the surface as the sphere crosses the interface. In the hydrophilic case (figure 5a) the film reaches the ‘north pole’ in a time  $\tau_{film}$  smaller than the time  $2R_0/U$  needed for the sphere to cross the interface. In the second sequence (figure 5b) the liquid film created at the impact does

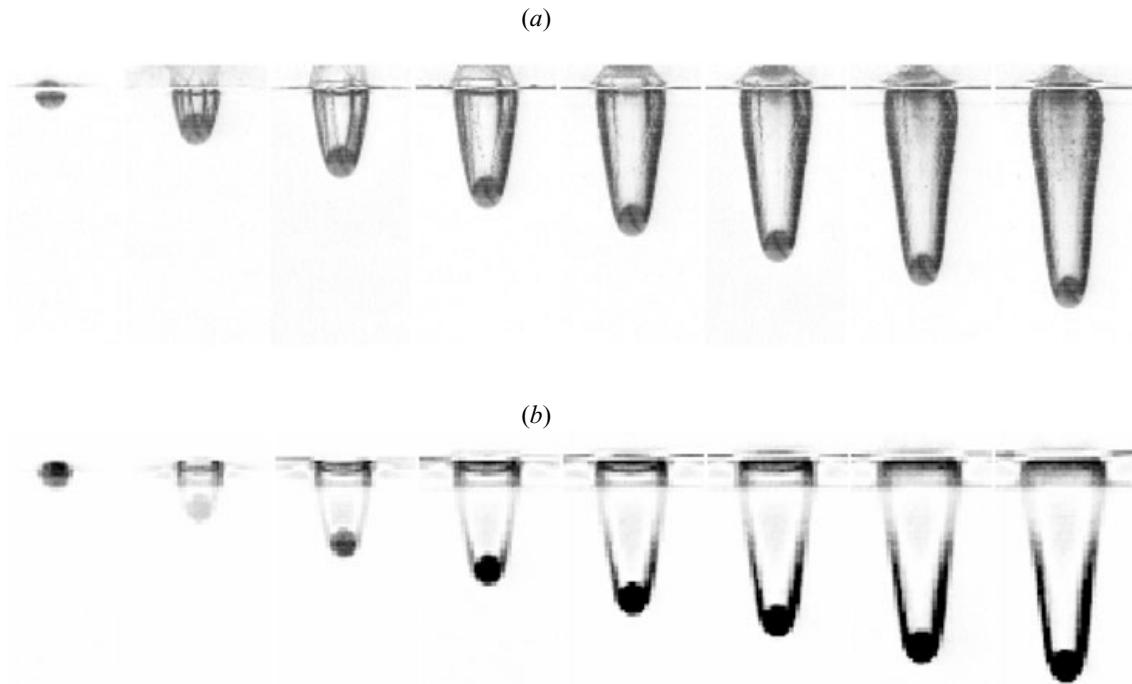


FIGURE 4. Chronophotography of the impact of (a) a smooth sphere of glass ( $R = 12$  mm) and (b) the same sphere coated with carbon soot at  $U = 8$  m s $^{-1}$  ( $Fr = 543$ ). The time step between images is  $\Delta t = 3.65$  ms.

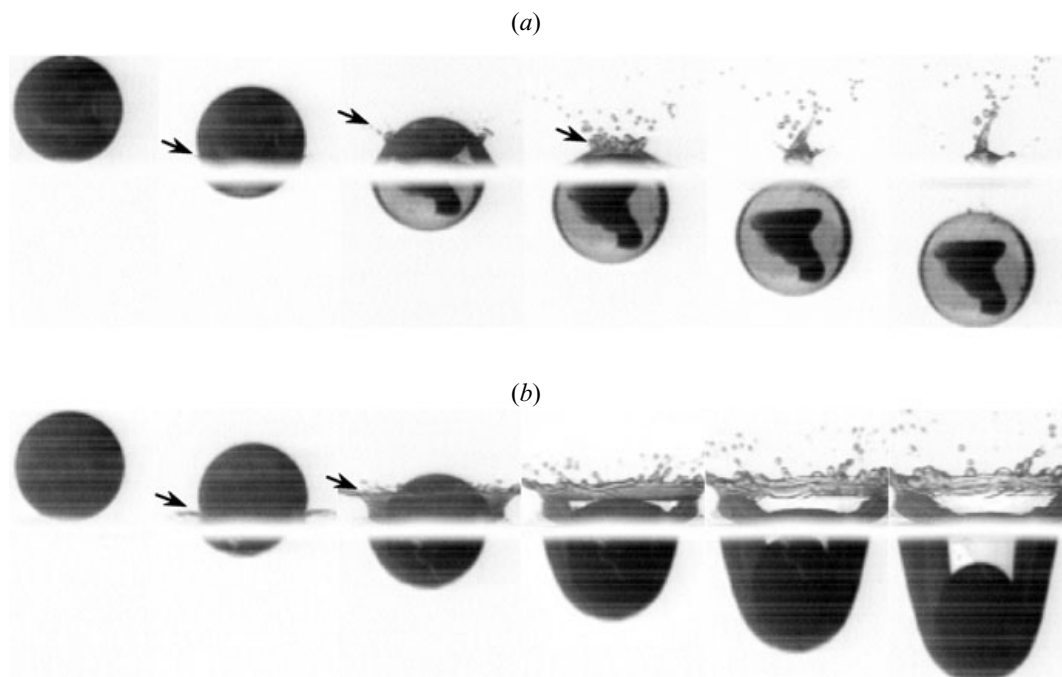


FIGURE 5. Chronophotography of the impact of (a) a hydrophilic sphere of glass ( $R_0 = 7.8$  mm) and (b) the same sphere coated with carbon soot (hydrophobic) at  $U = 1.34$  m s $^{-1}$  ( $Fr = 23$ ). The time step between images is  $\Delta t = 3.3$  ms. The arrows indicate the position of the liquid film over the sphere.

not converge towards the ‘north pole’ and the hydrophobic sphere (the same glass sphere but coated with soot) entrains air and creates the cavity.

The influence of the surface roughness on the creation of the cavity has been known since the pioneering work of Worthington & Cole (1900) as can be seen on figure 6.



FIGURE 6. Figures extracted from Worthington & Cole (1900): (a) impact in water of a smooth sphere (b) impact at the same conditions of a rough sphere (c) proposed mechanism for the influence of the roughness.

The film dynamics observed for smooth sphere impact is presented in figure 6(a), that of the rough sphere in figure 6(b) and a proposed scenario to understand the influence of the roughness is sketched in figure 6(c). That landmark study is more complete than the present one on the transition from smooth to rough since it discusses the influence of the liquid viscosity, surface tension, air pressure, and even sphere temperature. Here, we just want to underline that the origin of the transition lies in the dynamics of the thin film which develops in the very first instants of the impact. The study of the initial stage of contact belongs to the first kind of studies mentioned above, dedicated to water entry (Oliver 2002). The threshold problem is outside the scope of the present work and in the remaining part of the article, we focus on the dynamics of the transient cavities and only consider cases where the impact velocity is above the critical velocity of entrainment.

### 3.2. Influence on the cavity of the impact velocity $U$ for a fixed radius $R_0$

The influence of the impact velocity for a fixed radius ( $R_0 = 7.8$  mm) is presented in figure 7 for three different velocities ( $U = 1.3, 2.4$  and  $3.7$  m s<sup>-1</sup>). The time step between the images is constant for the three chronophotographies ( $\Delta t = 7.3$  ms) and the dashed lines indicate the constant velocity limits. The first observation is that the cavity is created with an almost constant velocity up to the pinching. There is however a weak deceleration of the sphere associated to the liquid entrainment which can be observed through the deviation from the dashed line.

The second striking observation from figure 7 is that the pinching of the cavities occurs at the same time for the three different velocities  $\tau \approx 52$  ms.

Taking the relative cavity depth as  $H/R_0$ , we measured  $H/R_0 \approx 7.5$  for  $U = 1.3$  m s<sup>-1</sup>,  $H/R_0 \approx 13$  for  $U = 2.4$  m s<sup>-1</sup> and  $H/R_0 \approx 17$  for  $U = 3.7$  m s<sup>-1</sup>. The cavity depth seems to increase linearly with the velocity.

Taking the relative size of the hole at the surface as  $R/R_0$ , we measure  $R/R_0 \approx 1.9$  for  $U = 1.3$  m s<sup>-1</sup>,  $R/R_0 \approx 3$  for  $U = 2.4$  m s<sup>-1</sup> and  $R/R_0 \approx 3.3$  for  $U = 3.7$  m s<sup>-1</sup>. The size of the hole increases with the velocity but less than linearly.

Regarding the neck location, the three chronophotographies indicate that  $H_p$  is of the order of  $H/2$ .

### 3.3. Influence on the cavity of the radius $R_0$ , for a fixed velocity $U$

The influence of the radius, for a fixed velocity  $U = 1.3$  m s<sup>-1</sup>, is presented in figure 8. The time to pinching is  $\tau \approx 52$  ms for  $R_0 = 7.8$  mm and increases with  $R_0$  to reach  $\tau \approx 66$  ms for  $R_0 = 12$  mm.



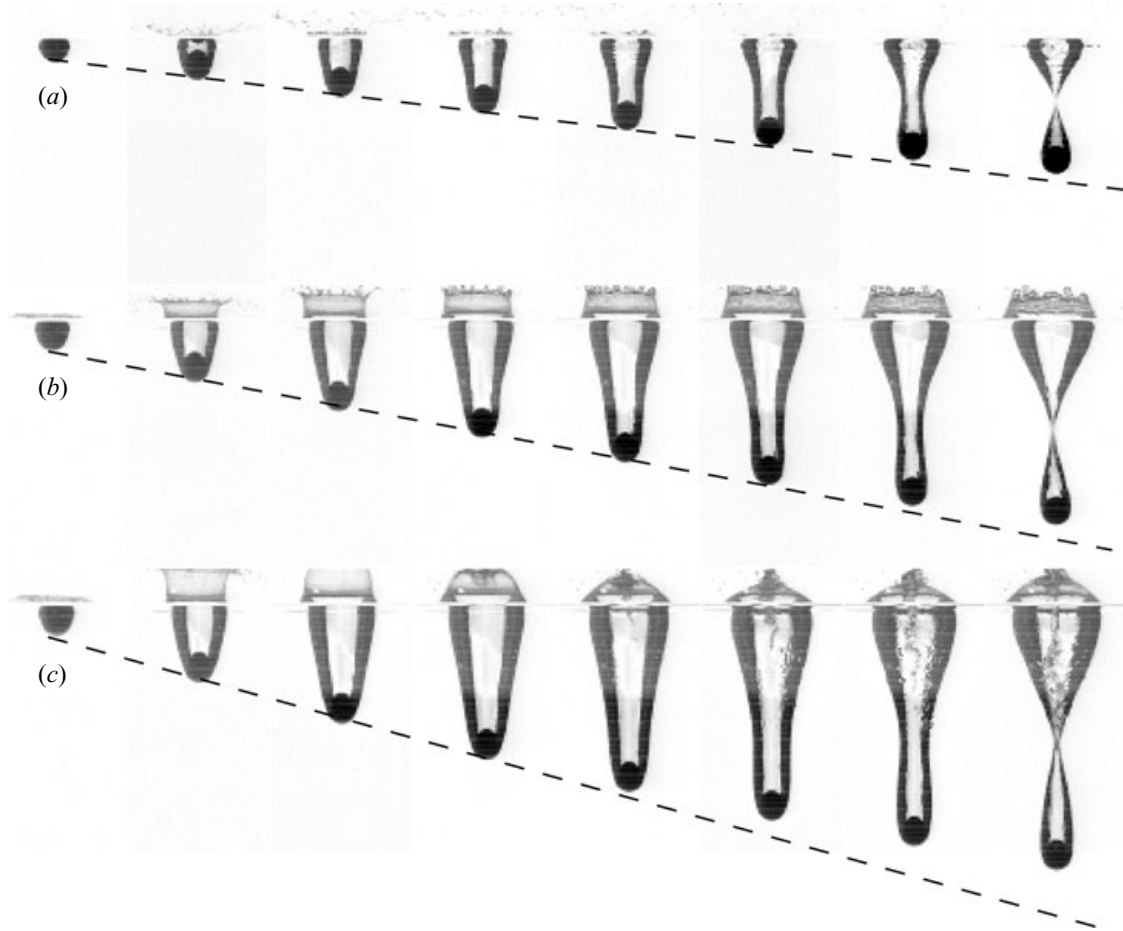


FIGURE 7. Influence of the impact velocity  $U$  for a fixed radius  $R_0 = 7.8$  mm. The time step between the images is constant for the three chronophotographies  $\Delta t = 7.3$  ms: (a)  $U = 1.3$  m s $^{-1}$ ,  $Fr = 22$ ; (b)  $U = 2.4$  m/s $^{-1}$ ,  $Fr = 80$ ; (c)  $U = 3.7$  m s $^{-1}$ ,  $Fr = 188$ . The dashed lines indicate the constant velocity limits.

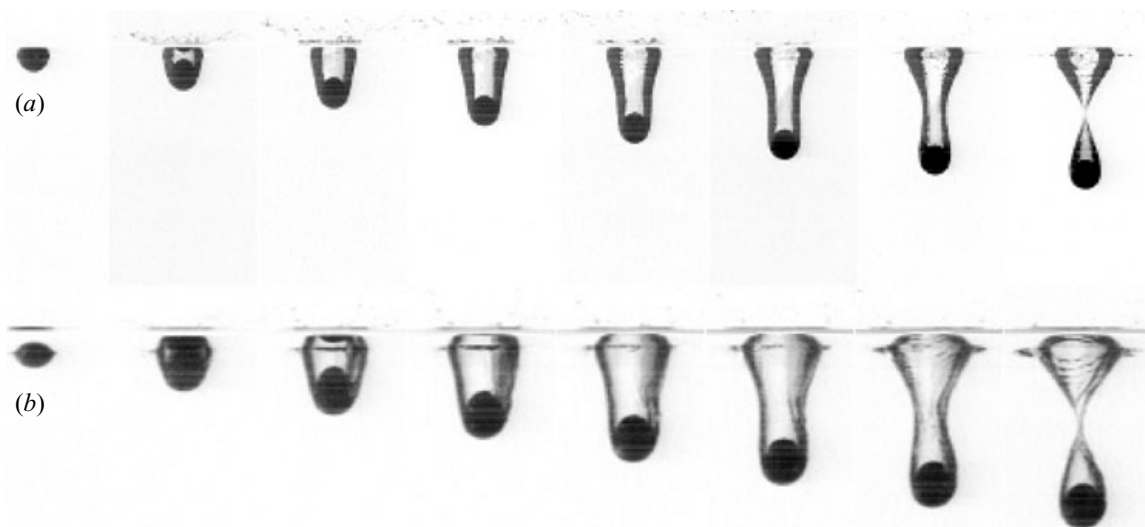


FIGURE 8. Influence of the radius  $R_0$  for a fixed impact velocity  $U = 1.3$  m s $^{-1}$ . (a)  $R_0 = 7.8$  mm,  $Fr = 22$ . The time step between images is  $\Delta t = 7.3$  ms. (b)  $R_0 = 12$  mm,  $Fr = 14.3$ . The time step between images is  $\Delta t = 9.3$  ms.

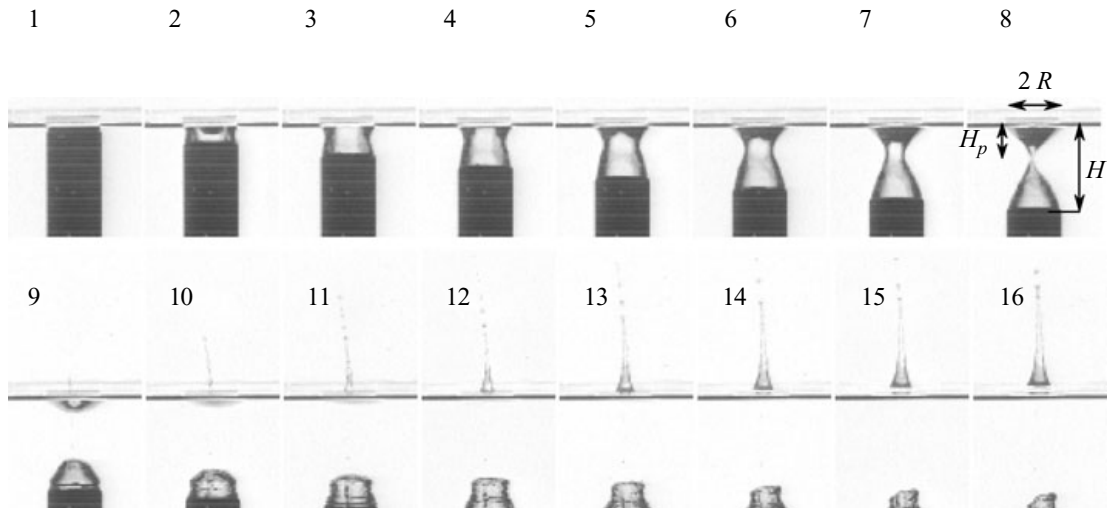


FIGURE 9. Impact of a cylinder ( $R_0 = 10$  mm) at  $U = 1.06$  m s $^{-1}$  ( $Fr = 11$ ). The time step between images is  $\Delta t = 4$  ms.

The relative depth  $H/R_0$  decreases with  $R_0$ : we measure  $H/R_0 \approx 7.5$  for  $R_0 = 7.8$  mm and  $H/R_0 \approx 6.7$  for  $R_0 = 12$  mm.

Finally, the relative crater size  $R/R_0$  remains almost constant: we measure  $R/R_0 \approx 1.9$  for both cases.

### 3.4. Impact of cylinders

An example of impact with cylinders is presented in figure 9 where a cylinder ( $R_0 = 10$  mm) impacts at  $U = 1.06$  m s $^{-1}$  ( $Fr = 11$ ). When the back of the cylinder crosses the interface, it entrains air and forms a cavity which pinches in a characteristic time  $\tau \approx 28$  ms.

Qualitatively, the features of this cavity are similar to those of a sphere and shown in figure 1. Looking more carefully at the pictures, one may however see at least three differences:

- (i) the radial extent of this cavity never exceeds the size of the cylinder;
- (ii) the crater at the surface scales with the diameter of the cylinder ( $R/R_0 \approx 1$ ) and does not grow in time;

(iii) the position of the neck is not at  $H/2$  but closer to the interface ( $H_p/H \approx 0.35$ )  
 We examine more quantitatively the differences between the cavities created by spheres and cylinders in § 5.

## 4. Model

### 4.1. The Besant (1859)–Rayleigh (1917) problem

The first problem we consider, in order to model the cavity collapse, is the classical Besant–Rayleigh problem (Besant 1859; Rayleigh 1917): “An infinite mass of homogeneous incompressible fluid acted upon by no forces is at rest, and a spherical portion of the fluid is suddenly annihilated; it is required to find the instantaneous alteration of pressure at any point of the mass, and the time in which the cavity will be filled up, the pressure at an infinite distance being supposed to remain constant”. Experimentally, this mind experiment can be approached using collapsing bubbles, as presented in figure 10 extracted from Batchelor (1967).

This classical Besant–Rayleigh problem is contained in textbooks and review articles (Brennen 1995; Brenner, Hilgenfeldt & Lohse 2002) and its resolution has

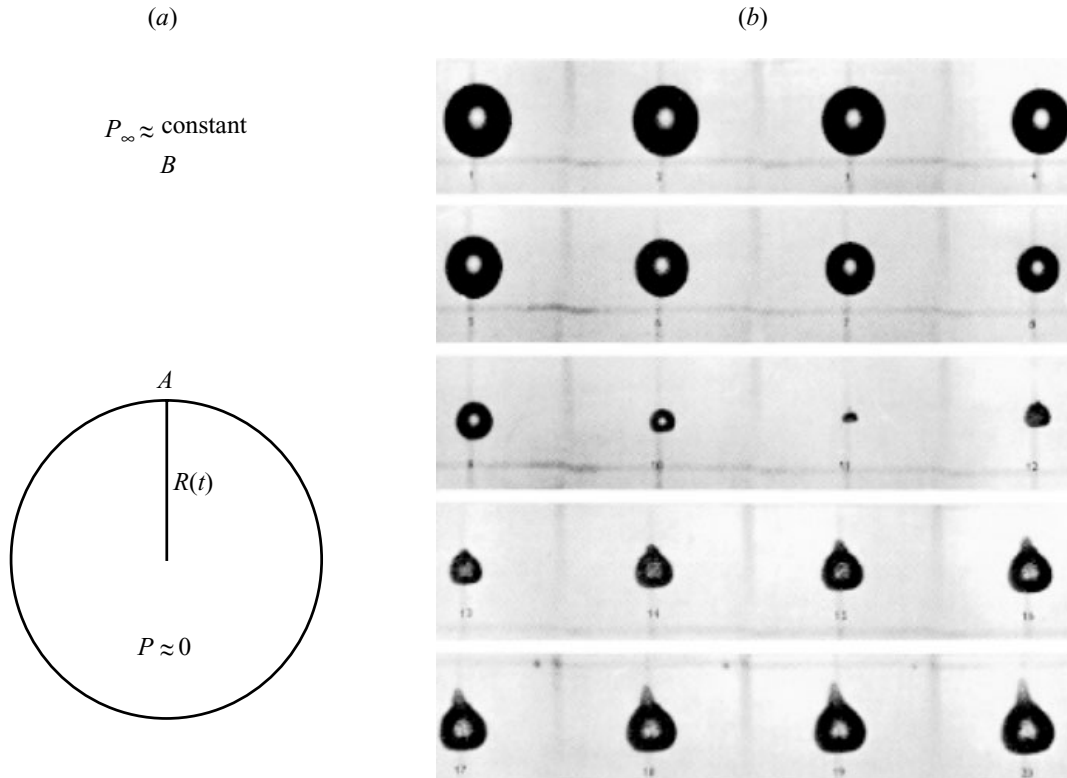


FIGURE 10. (a) Sketch of the Besant–Rayleigh problem. (b) Figure extracted from Batchelor’s (1967) textbook: Photographs of a collapsing cavity in a stationary vessel of water at intervals of  $2 \cdot 10^{-4}$  s. The cavity was formed by putting the water in tension for a brief period, with a minute bubble of gas released by electrolysis as the nucleus. During the period covered by the photographs the pressure difference  $p_0 - p_v$  was maintained at 0.051 atm. The mean radius of the cavity in the first photograph is 0.69 cm, and the minimum volume occurs between the 10th and 11th photographs. Photographs 11 to 20 show a rebound with characteristic non-spherical form. (Unpublished photographs by T. B. Benjamin and A. T. Ellis.)

been undertaken in more detail than the presentation below (Hilgenfeldt *et al.* 1998). The only purpose of the present treatment is to introduce a new analytical approach and check its validity on a classical problem. The method is then applied in §4.2 to analyse the cylindrical cavity limit for which no analytical solution is known.

In figure 10(b) the Reynolds number can be evaluated as  $Re \approx R^2/\tau \nu \approx 25\,000$ , where  $R \approx 0.69$  cm is the initial size of the cavity and  $\tau \approx 2$  ms is the time of collapse. In this high-Reynolds-number limit the motion of the liquid can be described by the Euler equation:

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \text{grad } \mathbf{u} \cdot \mathbf{u} = -\frac{1}{\rho} \text{grad } p. \quad (4.1)$$

Since the fluid is initially at rest, the motion is irrotational at all times and its velocity can be described through a potential  $\phi$ :  $\mathbf{u} = \text{grad } \phi$ . Equation (4.1) can be integrated in this limit and leads to the so-called generalized Bernoulli equation:

$$\left[ \frac{\partial \phi}{\partial t} + \frac{u^2}{2} + \frac{p}{\rho} \right]_A^B = 0 \quad (4.2)$$

where  $A$  and  $B$  stand for two points in the fluid. For the Besant–Rayleigh problem sketched in figure 10(a), point  $A$  is chosen behind the cavity surface ( $r_A = R(t)$ ) and point  $B$  in a region ‘far’ from the cavity where there is no motion. In this case,

equation (4.2) can be written:

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} \Big|_A + \frac{u_A^2}{2} = \frac{p_\infty}{\rho}. \quad (4.3)$$

Here, we assume that the pressure  $p_\infty$  ‘far’ from the cavity is constant and large compared to the pressure inside the cavity. As usual, this momentum equation must be completed by the equation of mass conservation which reduces, with our assumptions of incompressible and potential flow, to  $\Delta \phi = 0$ . In this limit, and using the spherical symmetry of the problem, the velocity  $u$  at any point  $r > R$  can be deduced from the interface location  $R(t)$  and its velocity  $\dot{R}$  through the relation:

$$u = \left( \frac{R}{r} \right)^2 \dot{R}, \quad (4.4)$$

from which we find  $\phi(r, t) = -R(t)^2 \dot{R}/r$  and can deduce the equation for the cavity collapse:

$$R\ddot{R} + \frac{3}{2}\dot{R}^2 = -\frac{p_\infty}{\rho} \quad (4.5)$$

which must be integrated with the initial conditions  $R(t=0) = R_0$  and  $\dot{R}(t=0) = 0$ . Solving in  $\dot{R}$ , equation (4.5) can be integrated once as

$$\dot{R}^2 = \frac{2}{3} \frac{p_\infty}{\rho} \left[ \left( \frac{R_0}{R} \right)^3 - 1 \right] \quad (4.6)$$

from which we obtain the time of collapse  $\tau$ :

$$\tau = \int_0^{R_0} \frac{dR}{\sqrt{\frac{2}{3}(p_\infty/\rho) [(R_0/R)^3 - 1]}} = 0.914 \frac{R_0}{\sqrt{p_\infty/\rho}}. \quad (4.7)$$

The trajectory  $R(t)$  obtained through the integration  $R(t) = \int_0^t \dot{R} dt$  is compared by Batchelor (1967) to the experimental collapse presented on figure 10 and is found in fair agreement up to the minimal radius. The bouncing of the cavity which is observed on figure 10(b) after the minimal radius is related to the compression of the gas during the bubble collapse, an effect which is not accounted for in the present rough theory. If one now considers the singularity  $R \rightarrow 0$ , equation (4.6) shows that

$$R(t) \sim \left( \frac{2}{3} \frac{p_\infty}{\rho} R_0^3 \right)^{1/5} (\tau - t)^{2/5}. \quad (4.8)$$

### Summary

In this classical example, one obtains an exact solution for the velocity (4.6), but no analytical expression for the evolution  $R(t)$ . This evolution must be obtained through a numerical integration. There are cases, such as the cylindrical cavity, where such an analytical expression, even approximate, can be useful. This is the motivation for the method we develop now, the accuracy of which will be tested on the Besant–Rayleigh problem.

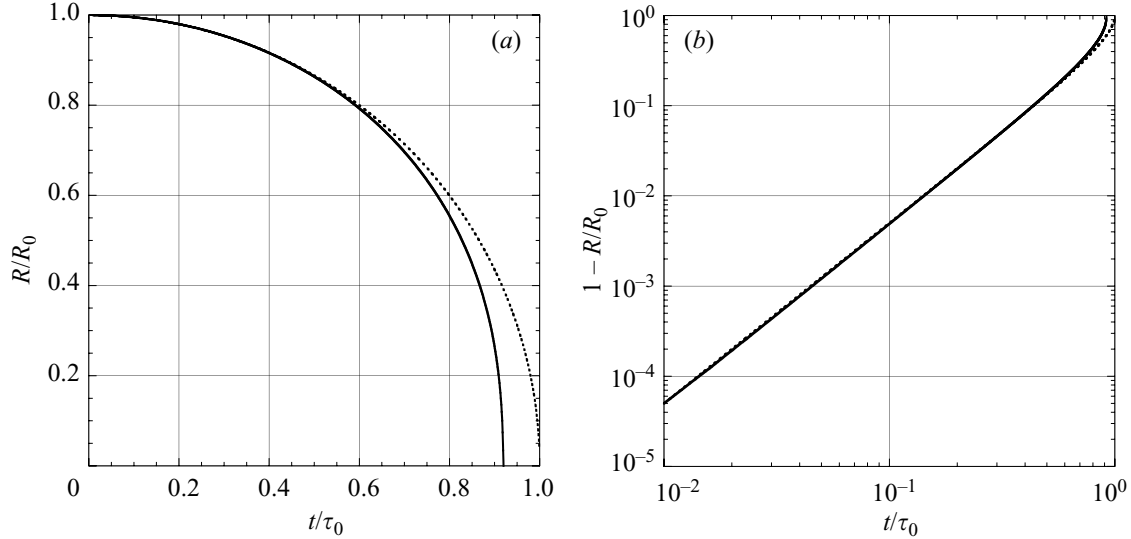


FIGURE 11. (a) Comparison between the exact solution of the Besant–Rayleigh problem (numerical integration of (4.6)) (solid line) and the approximate solution (4.11) (dashed line): (a)  $R/R_0(t/\tau_0)$  presented on a linear scale (b)  $1 - R/R_0(t/\tau_0)$  presented on a log-log scale.

#### Presentation of the approximate analytical method

Using the observation that  $\ddot{R}^2 \equiv d^2 R^2/dt^2 = 2(R\ddot{R} + \dot{R}^2)$ , one can re-write the equation for the cavity (4.5) as

$$\ddot{R}^2 + \dot{R}^2 = -\frac{2 p_\infty}{\rho}. \quad (4.9)$$

Since  $\dot{R}$  is null initially, the dynamics of the cavity is initially described by

$$\ddot{R}^2 \approx -\frac{2 p_\infty}{\rho}, \quad (4.10)$$

the solution of which is

$$R = R_0 \sqrt{1 - (t/\tau_0)^2} \quad (4.11)$$

with  $\tau_0 \equiv R_0/\sqrt{p_\infty/\rho}$ . This approximate analytical solution holds provided  $\dot{R}^2$  remains smaller than  $2p_\infty/\rho$ , that is provided  $(t/\tau_0)^2/[1 - (t/\tau_0)^2] \ll 2$ . This solution is thus expected to be valid at the beginning of the collapse and is expected to fail close to the singularity.

A comparison between the exact trajectory  $R(t)$  (obtained numerically through the integration of equation (4.6)) and the approximate solution (4.11) is presented in figure 11, with a linear scale in 11(a) and a log-log scale in 11(b). As expected, the behaviour of the approximation is good for small time and deviate from the exact solution for times larger than  $t/\tau_0 > 0.8$ . If one considers the time of collapse, the approximate solution gives  $t = \tau_0$  which is 9% above the exact value (equation (4.7)).

The limits of the approximate analytical solution are reached at the singularity: at the singularity, the approximate solution leads to

$$R(t) \sim \left( \frac{4R_0^2 p_\infty}{\rho} \right)^{1/4} \sqrt{\tau_0 - t} \quad (4.12)$$

which is different from the exact behaviour (4.8), the scaling in time being 1/2 instead of 2/5. From equation (4.9), it is seen that at the singularity, the second term  $\dot{R}^2$  diverges while the third term (the pressure) remains constant. This can only be

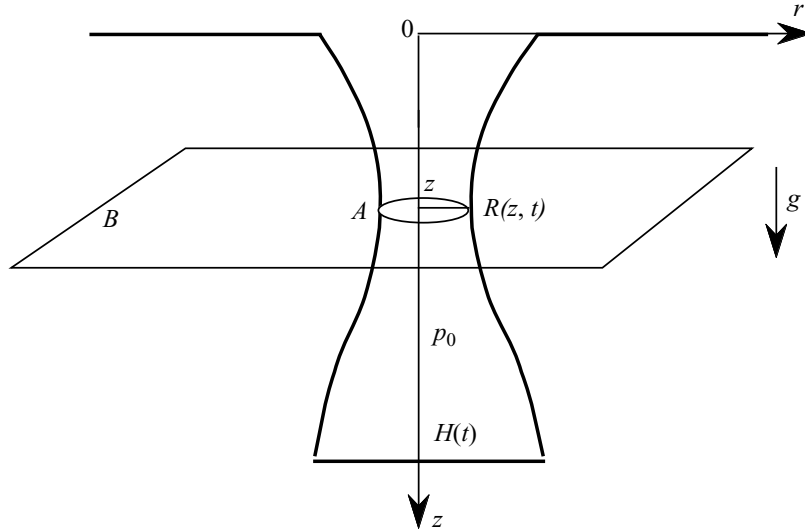


FIGURE 12. Conventions used to describe the dynamic of the cylindrical cavity.

achieved if the first two terms compensate, that is if  $\ddot{R}^2 + \dot{R}^2 = 0$ , or  $R \sim (\tau - t)^{2/5}$ . As already underlined, the approximate solution only holds as long as the second term remains small compared to the third one.

To conclude this section on the validity of the approximate equation (4.10) in describing the dynamics of the cavity collapse, we observe that most of the dynamics is captured except at the singularity.

#### 4.2. The cylindrical cavity problem

We now turn to the cylindrical cavity problem presented in figure 12: a solid body impinges vertically through the surface and creates an axisymmetric cavity which first expands radially prior to closure. The characteristics of the cavity have been discussed in § 3 and we present here the modelling of the dynamics using the notation presented in figure 12.

Following the approach used to solve the Besant–Rayleigh problem, we first complete the generalized Bernoulli equation, taking gravity into account:

$$\left[ \frac{\partial \phi}{\partial t} + \frac{u^2}{2} + \frac{p}{\rho} - gz \right]_A^B = 0. \quad (4.13)$$

Choosing  $A$  in the liquid behind the interface and  $B$  at the same height ( $z_B = z_A = z$ ) but far† from the hole we obtain

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} \Big|_R + \frac{\dot{R}^2}{2} = gz. \quad (4.14)$$

In this expression, we have assumed that the pressure in the air cavity is constant, equal to  $p_0$ , and that surface tension is negligible. The first assumption holds provided  $\rho_{air} U^2$  remains small compared to  $\rho g R_0$ . This constraint imposes a limit on the Froude number:  $Fr < \rho / \rho_{air} \approx 800$ . This criterion is satisfied in all the experiments presented in the present article. The second assumption on the role of surface tension holds provided  $\sigma / R_0$  is small compared to  $\rho g R_0$ . This implies that the geometrical length

† Far means that  $B$  is chosen ‘far enough’ from the hole so that no motion is observed at  $B$ : both the velocity and the acceleration are small compared to the velocity and acceleration at  $A$ .

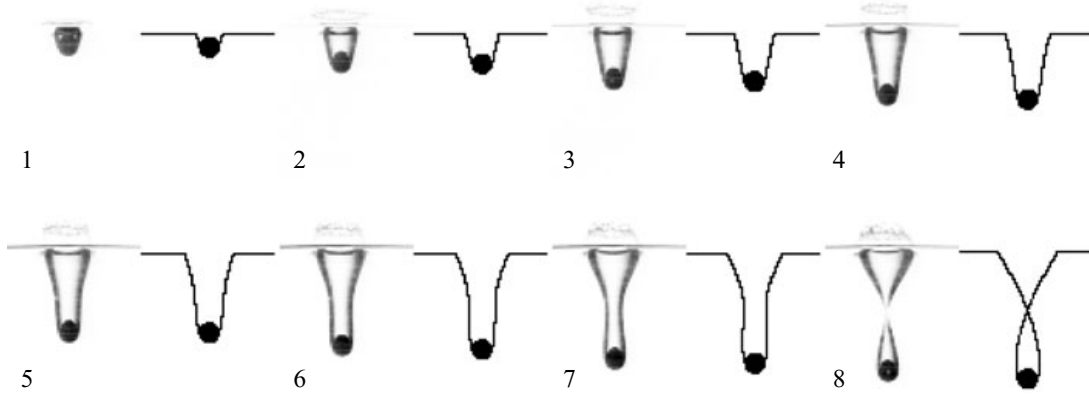


FIGURE 13. Comparison between the cavity observed experimentally with a solid sphere of radius  $R = 11.5$  mm and Froude number  $Fr = 52$  (left-hand image) and the numerical integration of equation (4.18) (right-hand image).

$R_0$  must be chosen large compared to the capillary length  $a \equiv \sqrt{\sigma/(\rho g)}$ . The present study is conducted in this limit  $R_0/a \gg 1$ .

With these assumptions, the challenge now is to make an appropriate choice for the potential  $\phi$ : a direct extension of the method used to solve the Besant–Rayleigh problem consists of assuming a purely radial motion  $ru = R\dot{R}$ , which leads to

$$\phi = R\dot{R} \ln(r/R_\infty), \quad R < r < R_\infty \quad (4.15)$$

$$= 0, \quad r > R_\infty. \quad (4.16)$$

In this expression for the velocity potential,  $R_\infty$  is a function of time which can be evaluated through an assumption on the total kinetic energy: At a depth  $z$ , we consider a layer of liquid of thickness  $dz$ . The total kinetic energy in this layer is  $T \equiv \frac{1}{2} \int_R^{R_\infty} \rho 2\pi r dr dz u^2$ . Using the above evaluation of the velocity we can integrate this expression and find  $T = \pi\rho dz R^2 \dot{R}^2 \ln(R_\infty/R)$ . Since all the motion is radial, this kinetic energy comes from the motion of the liquid layer  $\pi R^2 dz$ . Assuming that  $T \approx \pi R^2 dz \dot{R}^2$ , this suggests that  $\ln(R_\infty/R) \approx 1$ , which states that the motion in the liquid extends over a region of the order of the local size of the hole  $R$  ( $R_\infty \approx 2.7 R$ ).

Using this expression for the potential, we can simplify the momentum equation (4.14) and get the equation for the cavity:

$$R\ddot{R} + \frac{3}{2}\dot{R}^2 = -gz. \quad (4.17)$$

The only difference with the equation (4.5) obtained for the Besant–Rayleigh problem is that the pressure is not constant but depends linearly on  $z$ . At a given  $z$ , this equation for the cylindrical cavity can be integrated once:

$$\dot{R}^2 = \alpha U^2 \left(\frac{R_0}{R}\right)^3 + \frac{2}{3}gz \left[ \left(\frac{R_0}{R}\right)^3 - 1 \right] \quad (4.18)$$

where we have used the limit condition  $\dot{R}^2(R = R_0) = \alpha U^2$  with  $\alpha$  a constant smaller than 1. Since  $H = Ut$  is the depth of the cavity at time  $t$ , we integrate equation (4.18) numerically from  $z = 0$  to  $z = H$  and for each  $z$  location from  $t = 0$  to  $(H - z)/U$ , using the initial condition  $R(t = 0) = R_0$ . The results obtained are compared to the experimental observations in figure 13, where the solid sphere ( $R = 11.5$  mm) impacts with a Froude number  $Fr = 52$ . The numerical integration is done with  $\alpha = 0.1$ . The comparison reveals that the general features observed experimentally are captured

by the model: the cavity slightly expand radially during the creation of the cavity, prior to a pinching which occurs roughly at mid distance between the surface and the bottom of the hole.

This comparison enables us to check the validity of the assumptions used to guess the potential.

*Approximate analytical solution for the time evolution of the shape*

We still have to integrate equation (4.18) numerically to obtain the evolution of the shape of the cavity and we do not have an analytical expression for this shape which would allow us to determine its main characteristics: when does the pinching occur? At which location? How does the depth of the cavity (at pinching) vary with the Froude number? To answer these basic questions we have developed an approximate analytical solution, the validity of which has been discussed in §4.1. The method consists of making the approximation  $R\ddot{R} + 3/2\dot{R}^2 \approx \ddot{R}^2/2$ . This reduces equation (4.17) to

$$\ddot{R}^2 \approx -2gz \quad (4.19)$$

which can be integrated twice:

$$R^2 = R_0^2 + 2\sqrt{\alpha}R_0Ut - gzt^2 \quad (4.20)$$

where we have used the initial conditions  $R(t=0) = R_0$  and  $\dot{R}(t=0) = \sqrt{\alpha}U$ . This equation (4.20) describes the time evolution of the radius of the cavity at the depth  $z$ , starting at the time when the impactor reach  $z$ . When the impactor reaches the depth  $H > z$ , the radius of the cavity at  $z$  is obtained from equation (4.20), taking  $t \equiv (H-z)/U$ . This is the case as long as the velocity is constant during the creation of the cavity. Considering the experiments presented in figures 1, 3 and 7, this assumption is reasonable. The whole shape of the cavity when the impactor reaches  $H$  is thus obtained from equation (4.20) by changing  $t$  to  $(H-z)/U$  and leads to

$$R^2 = R_0^2 + 2\sqrt{\alpha}R_0U \left( \frac{H-z}{U} \right) - gz \left( \frac{H-z}{U} \right)^2. \quad (4.21)$$

Using  $\eta \equiv H/R_0$ ,  $\epsilon \equiv 1/Fr$ ,  $\bar{z} \equiv z/H$  and  $\bar{R} \equiv R/R_0$ , the cavity shape can be written in a dimensionless form:

$$\bar{R}^2 = 1 + 2\sqrt{\alpha}\eta(1 - \bar{z}) - \epsilon\eta^3\bar{z}(1 - \bar{z})^2. \quad (4.22)$$

This approximate analytical solution is compared to the shape observed experimentally in figure 14. The main features of the cavity are captured by this analytical solution. We can now use this expression for the cavity shape to analyse in more detail the characteristics of the cavity.

The first question we address is the depth of the cavity at pinching. From equation (4.22), we seek  $\eta$  such that there is a  $\bar{z}$  value where  $R=0$ . This can be done by looking for the extremal locations (where  $d\bar{R}/d\bar{z} = 0$ ). According to equation (4.22) there can be two such locations:

$$\bar{z}_{min} = \frac{2}{3} - \frac{1}{3}\sqrt{1 - 6\frac{\sqrt{\alpha}}{\epsilon\eta^2}} \quad \text{and} \quad \bar{z}_{max} = \frac{2}{3} + \frac{1}{3}\sqrt{1 - 6\frac{\sqrt{\alpha}}{\epsilon\eta^2}} \quad (4.23)$$

where  $\bar{z}_{min}$  and  $\bar{z}_{max}$  respectively correspond to the location of the minimum and maximum radial extent of the cavity. Since we are looking for the pinching position,



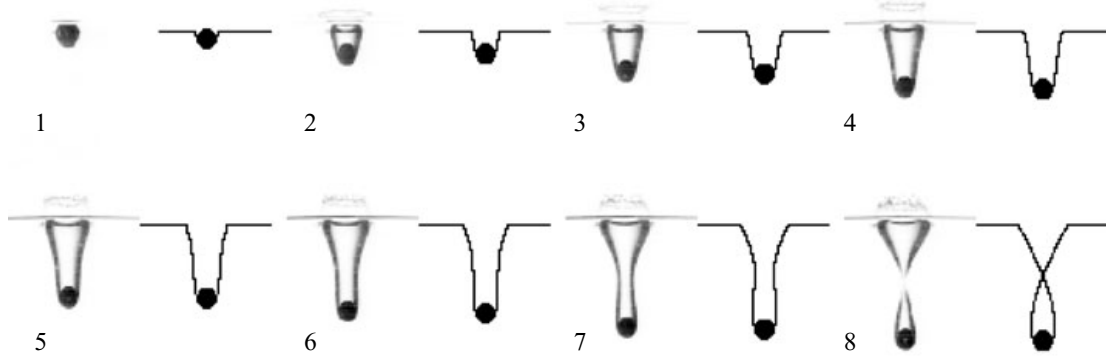


FIGURE 14. Comparison between the cavity observed experimentally with a solid sphere of radius  $R = 11.5$  mm and Froude number  $Fr = 52$  and the analytical solution (4.22).

we consider the minimum radius which can be written:

$$\bar{R}_{min}^2 = 1 + \frac{2}{9}\sqrt{\alpha}\eta \left[ 3 + 2\sqrt{1 - \frac{6\sqrt{\alpha}}{\epsilon\eta^2}} \right] - \frac{2}{27}\epsilon\eta^3 \left[ 1 + \sqrt{1 - \frac{6\sqrt{\alpha}}{\epsilon\eta^2}} \right]. \quad (4.24)$$

At pinching,  $\bar{R}_{min} = 0$  and equation (4.24) gives the relation between the depth of the cavity ( $\eta \equiv H/R_0$ ) and the Froude number ( $\epsilon \equiv 1/Fr$ ). Two limits lead to simplified results:

(i)  $\alpha = 0$

This limit corresponds to cavities created with no radial velocity. Experimentally, this limit can be achieved at the rear of long cylinders. In this limit, equation (4.24) reduces to

$$\eta = \left( \frac{27}{4} \frac{1}{\epsilon} \right)^{1/3}. \quad (4.25)$$

In this limit, the depth of the cavity thus increases as the  $1/3$  power of the Froude number, that is as  $U^{2/3}$ . From equation (4.23), we also see that the pinching occurs at  $H_p/H = 1/3$ .

These properties are consistent with the regime observed by Lohse *et al.* (2004) during the impact in soft sand.

(ii)  $\alpha \neq 0$  and  $\epsilon\eta^2 = O(1)$

When  $\alpha$  is finite, the term  $\sqrt{\alpha}\eta$  in equation (4.24) can become larger than unity since  $\eta \gg 1$ . At the singularity ( $\bar{R}_{min} = 0$ ), the term in  $\epsilon\eta^3$  must compensate the term of order  $\sqrt{\alpha}\eta$  and we deduce that  $\epsilon\eta^2 = O(1)$ .

In this limit, the pinching  $\bar{R}_{min} = 0$  is achieved when the last two terms on the right-hand side of equation (4.24) are equal to each other. This is achieved for

$$\eta = \left( \frac{8\sqrt{\alpha}}{\epsilon} \right)^{1/2}. \quad (4.26)$$

In this limit, the depth of the cavity increases as the square root of the Froude number, that is linearly with the velocity. From equation (4.23), we also find that the pinching location is  $H_p/H = 1/2$ .

These properties are consistent with the experimental results obtained by Glasheen & McMahon (1996a). A closer comparison is given below.

The characteristics of the cavity at pinching are summarized on figure 15 for the two different regimes identified. The transition between the two regimes is expected

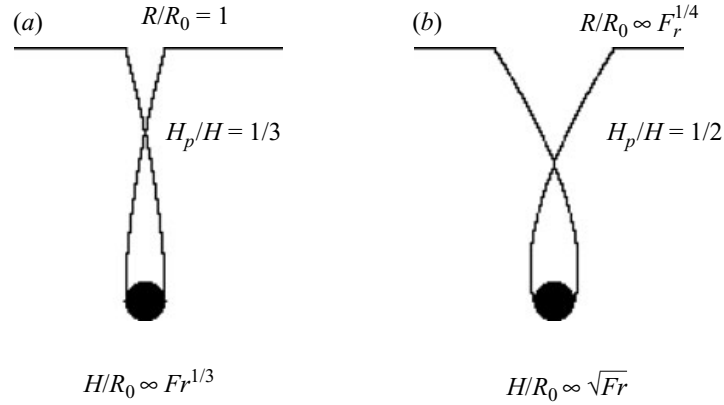


FIGURE 15. Characteristics of the cavities at the pinching for the two limits (a)  $\alpha = 0$  and (b)  $\alpha \neq 0$  and  $\epsilon\eta^2 = O(1)$ .

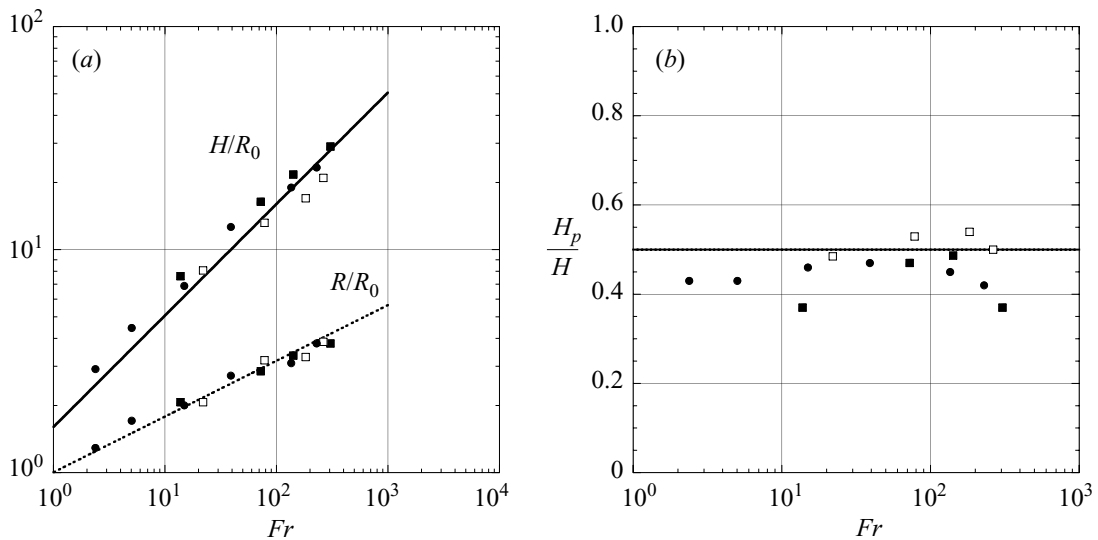


FIGURE 16. Characteristics of the cavities created by spheres: (a) Evolution of the reduced depth  $H/R_0$  and reduced crater size  $R/R_0$  as a function of the Froude number for different sphere size:  $\blacksquare$ ,  $R_0 = 6$  mm;  $\square$ ,  $R_0 = 7.8$  mm;  $\bullet$ ,  $R_0 = 12$  mm. The solid line is the law  $H/R_0 = \sqrt{(8\sqrt{\alpha})Fr}$ , plotted for  $\alpha = 0.1$ . The dashed line is the law  $R/R_0 = 2^{5/4}\alpha^{3/8}Fr^{1/4}$ , plotted with  $\alpha = 0.1$ . (b) Evolution of the reduced neck location  $H_p/H$  as a function of the Froude number for different sphere sizes as in (a). The solid line is the law  $H_p/H = 1/2$ .

when the second term on the right-hand side of equation (4.24) becomes larger than 1. This condition implies that the first regime ( $\alpha = 0$ ) can only be observed if  $\alpha \ll 0.3\epsilon^{2/3}$ .

## 5. Comparison between theory and experiments

Experimentally, we have tried to access both regimes using cylinders and spheres; as shown on figure 5(b) the impact of spheres is characterized by  $\alpha > 0$ , whereas the cavity created behind cylinders (figure 9) can be characterized by  $\alpha \approx 0$ .

### 5.1. Characteristics of the cavity at pinching

We first consider the cavities created by the impact of spheres. The measured reduced depth of the cavity ( $H/R_0$ ) obtained with different spheres is presented in figure 16(a) as a function of the Froude number. This reduced depth increases as  $Fr^{1/2}$  as predicted by equation (4.26). More quantitatively, this equation is plotted as a solid line for the value  $\alpha = 0.1$ . This theoretical evaluation of the cavity depth is in reasonable

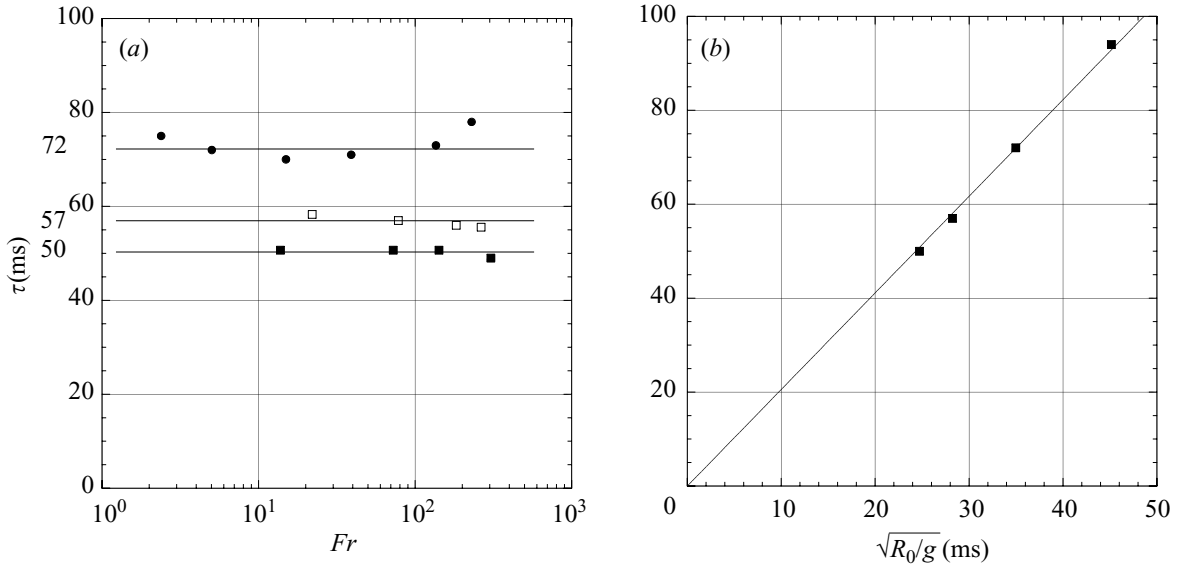


FIGURE 17. Characteristics of the cavities created by spheres: (a) Evolution of the time at pinching  $\tau$  (ms) as a function of the Froude number for different sphere size:  $\blacksquare$ ,  $R_0 = 6$  mm;  $\square$ ,  $R_0 = 7.8$  mm;  $\bullet$ ,  $R_0 = 12$  mm. The solid lines are to guide the eye. (b) Evolution of the time at pinching  $\tau$  (ms) as a function of the time  $\sqrt{R_0/g}$ . The solid line is the best fit  $\tau = 2.06\sqrt{R_0/g}$ .

agreement with our experimental data. With  $\alpha = 0.1$  the theoretical law (4.26) is  $H/R_0 = \sqrt{(8\sqrt{\alpha})Fr} \approx 1.6\sqrt{Fr}$ , which is close to the one obtained experimentally by Glasheen & McMahon (1996a) for impacting disks (radius  $R$ ):  $H/R \approx 2.297\sqrt{Fr}$ . The scaling in Froude number is the same and the prefactor is larger, which suggest that the value of  $\alpha$  depends on the geometry of the solid body.

The measured reduced crater size ( $R/R_0$ ) is also presented in figure 16(a) and shows a  $Fr^{1/4}$  dependence. The law derived in the limit  $\alpha \neq 0$  and  $\epsilon\eta^2 = O(1)$  is  $R/R_0 \approx 2^{5/4}\alpha^{3/8}Fr^{1/4}$ . It is plotted as a dashed line and is in good agreement with our experimental data.

The reduced neck position  $H_p/H$  is presented in figure 16(b) as a function of the Froude number. The dispersion of the data is important but we notice no systematic variation of the reduced neck position with the Froude number but rather a constant value close to 0.45, which is not far from the value  $1/2$  predicted by the theory.

The results obtained with spheres for the time  $\tau$  at pinching are presented in figure 17. In figure 17(a) we recover the observation made from figure 7 that the time at pinching  $\tau$  does not depend on the Froude number. Here, we notice that  $\tau$  increases with the radius of the sphere. This evolution can be understood from the theoretical results obtained in the limit  $\alpha \neq 0$  and  $\epsilon\eta^2 = O(1)$  and summarized in figure 15(b). If  $H/R_0 \sim Fr^{1/2}$ , the time at pinching,  $\tau \sim H/U$ , is independent of the velocity and depends linearly on  $\sqrt{R_0/g}$ . The relation  $\tau(\sqrt{R_0/g})$  is presented in figure 17(b). The linearity is achieved and the best fit reveals that  $\tau \approx 2.06\sqrt{R_0/g}$ . This value of 2.06 is higher than the one predicted by the theory for  $\alpha = 0.1$  ( $\tau = 1.6\sqrt{R_0/g}$ ). The discrepancy probably originates in the fact that the sphere does not have an exactly constant velocity as assumed by the above theoretical model.

Comparing with the experimental results of Glasheen & McMahon (1996a) obtained with an impacting disk (radius  $R$ )  $\tau \approx 2.285\sqrt{R/g}$  we observe that the law is similar with a slight difference in the prefactor, which again suggest that the prefactor depends on the parameter  $\alpha$ , the value of which depends on the geometry.

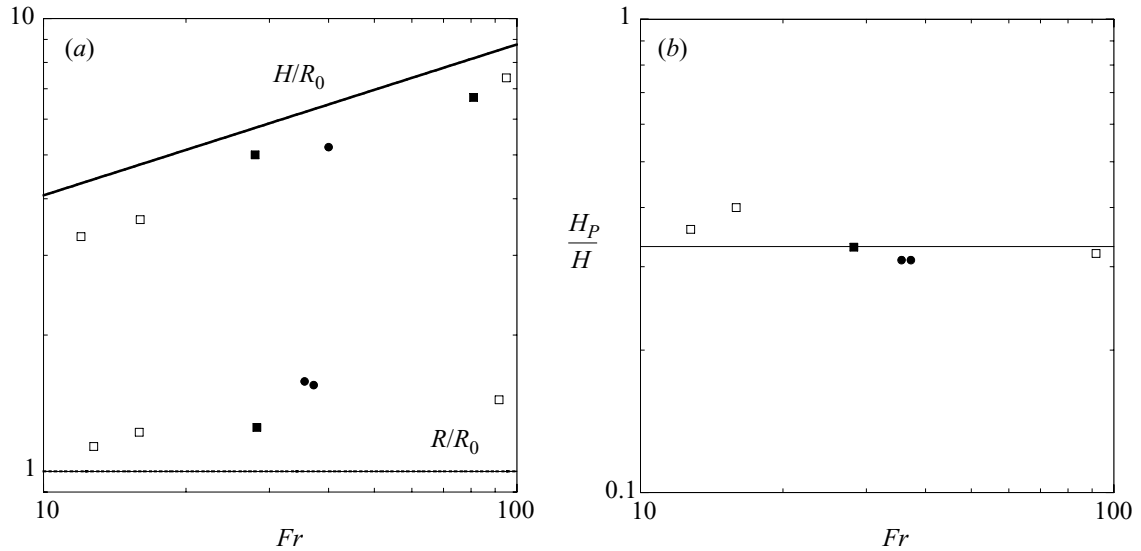


FIGURE 18. Characteristics of the cavities created by cylinders: (a) Evolution of the reduced depth  $H/R_0$  and reduced crater size  $R/R_0$  as a function of the Froude number for different cylinder size:  $\blacksquare$ ,  $R_0 = 6.1$  mm;  $\square$ ,  $R_0 = 10.1$  mm;  $\bullet$ ,  $R_0 = 20.1$  mm. The solid line is the law  $H/R_0 = (27/4 Fr)^{1/3}$  derived theoretically in the limit  $\alpha = 0$ . The dashed line is the law  $R/R_0 = 1$ . (b) Evolution of the reduced neck location  $H_p/H$  as a function of the Froude number for different: cylinder sizes as in (a). The solid line is the law  $H_p/H = 1/3$  derived in the limit  $\alpha = 0$ .

The characteristics of the cavities created by cylinders are presented in figure 18: the reduced depth  $H/R_0$  is plotted in figure 18(a) as a function of the Froude number. The solid line represents the law  $H/R_0 = (27/4 Fr)^{1/3}$  derived theoretically (equation (4.25)). It is 25% above the experimental values but seems to capture the evolution in Froude number.

The reduced crater size  $R/R_0$  is also presented on figure 18(a). No clear dependence on Froude number is observed, the data being scattered around a mean value of 1.3. This is above the theoretically expected value of  $R/R_0 = 1$  but does not contradict the prediction of no dependence on Froude number with a value close to the body size.

Finally, the reduced neck position  $H_p/H$  is presented on figure 18(b) as a function of the Froude number. Unlike the cavities created by spheres where  $H_p/H \approx 0.5$ , we observe here that the neck location is closer to the value  $H_p/H \approx 0.35$ , which is not far from the theoretical prediction  $H_p/H = 1/3$ .

## 6. Conclusion

We report the study of transient cavities created by the impact of a solid body in water at high Reynolds and high Weber numbers. In this limit, we show theoretically that an approximate analytical solution can be derived to describe the evolution in time of the cavity, from its creation to pinching.

This approximate analytical solution predicts the existence of two very different cavity dynamics, one being characterized by a reduced depth evolution  $H/R_0 \sim Fr^{1/2}$  and the other by the evolution  $H/R_0 \sim Fr^{1/3}$ . The reduced crater size is also different, one predicting  $R/R_0 \sim Fr^{1/4}$ , and the other  $R/R_0 \sim 1$ .

Experimentally, we have found both solutions, using spheres for the first regime and cylinders for the second. This geometrical parameter enables the limit condition at the contact between the solid body and the liquid, to be changed which controls

the nature of the cavity dynamics. The characteristics of the experimental cavities are in fair agreement with those expected from the theory.

## REFERENCES

- BATCHELOR, G. K. 1967 *An Introduction to Fluid Dynamics*. Cambridge University Press.
- BESANT, W. H. 1859 *Hydrostatics and Hydrodynamics*. Cambridge University Press.
- BIRKHOFF, G. & ZARANTONELLO, E. H. 1957 *Jets, Wakes and Cavities*. Academic.
- BRENNEN, C. E. 1995 *Cavitation and Bubble Dynamics*. Oxford University Press.
- BRENNER, M. P., HILGENFELDT, S. & LOHSE, D. 2002 Single bubble sonoluminescence. *Rev. Mod. Phys.* **74**, 425.
- CHANDRASEKHAR, S. 1981 *Hydrodynamic and Hydromagnetic Stability*. Dover.
- COINTEM, R. 1989 Two-dimensional water-solid impact. *J. Offshore Mech. Arctic Engng* **111**.
- DUEZ, C., YBERT, C., CLANET, C. & BOCQUET, L. 2007 Making a splash with water repellency. *Nature* **3**, 180–183.
- EGGERS, J. 2007 News and views: Coupling the large and the small. *Nature* **3**, 145–146.
- FRIDMAN, G. M. 1998 Matched asymptotics for two-dimensional planing hydrofoils with spoilers. *J. Fluid Mech.* **358**, 259–281.
- DE GENNES, P. G., BROCHARD, F. & QUÉRÉ, D. 2004 *Capillary and Wetting Phenomena: Drops, Bubbles, Pearls, Waves*. Springer.
- GLASHEEN, J. W. & MCMAHON, T. A. 1996a Vertical water entry of disks at low Froude numbers. *Phys. Fluids* **8**, 2078–2083.
- GLASHEEN, J. W. & MCMAHON, T. A. 1996b A hydrodynamic model of locomotion in the basilisk lizard. *Nature*, **380** 340–342.
- HILGENFELDT, S., BRENNER, M. P., GROSSMANN, S. & LOHSE, D. 1998 Analysis of Rayleigh-Plesset dynamics for sonoluminescing bubbles. *J. Fluid Mech.* **365**, 171–204.
- HOWISON, S. D., OCKENDON, J. R. & WILSON, S. K. 1991 Incompressible water-entry problems at small deadrise angle. *J. Fluid Mech.* **222**, 215–230.
- VON KÁRMÁN, T. 1929 The impact on seaplane floats during landing. *NACA TN* 321.
- KOROBKIN, A. A. & PUKHNACHOV, V. V. 1988 Initial stages of water impact. *Annu. Rev. Fluid Mech.* **20**, 159–185.
- LOHSE, D., BERGMANN, R., MIKKELSEN, R., ZEILSTRA, C., VAN DER MEER, D., VERSLUIS, M., VAN DER WEELE, K., VAN DER HOEF, M. & KUIPERS, H. 2001 Impact on soft sand: void collapse and jet formation. *Phys. Rev. Lett.* **93**, 198003.
- MAY, A. 1952 Vertical entry of missiles into water. *J. Appl. Phys.* **23**, 1362–1372.
- OLIVER, J. M. 2002 Water entry and related problems. PhD/DPhil thesis, University of Oxford.
- RAYLEIGH, LORD 1892 On the instability of cylindrical fluid surfaces. *Phil. Mag.* **34**, 177–180.
- RAYLEIGH, LORD 1917 On the pressure developed in a liquid during the collapse of a spherical cavity. *Phil. Mag.* **XXXIV**, 94–98.
- RICHARDSON, E. G. 1948 The impact of a solid on a liquid surface. *Proc. Phys. Soc.* **61**, 352–367.
- THORODDSEN, S. T. & SHEN, A. Q. 2001 Granular jets. *Phys. Fluids* **13**, 4–6.
- WAGNER, H. 1932 Phenomena associated with impacts and sliding on liquid surfaces. *Z. Angew. Math. Mech.* **12**, 193–235.
- WORTHINGTON, A. M. 1908 *A Study of Splashes*. Longmans Green and Company.
- WORTHINGTON, A. M. & COLE, R. S. 1900 Impact with a liquid surface studied by the aid of instantaneous photography. Paper II. *Phil. Trans. R. Soc. Lond. A* **194**, 175–199.

Annexe F

Article : *Dynamics of fakir liquids :  
from slip to splash*

## Dynamics of Fakir Liquids: from Slip to Splash

C. Duez<sup>a</sup>, C. Ybert<sup>a</sup>, C. Barentin<sup>a</sup>, C. Cottin-Bizonne<sup>a</sup> and L. Bocquet<sup>a,b,\*</sup>

<sup>a</sup> Université de Lyon, Université Lyon 1,  
LPMCN and CNRS, UMR 5586, F-69622 Villeurbanne Cedex, France

<sup>b</sup> Physics Department, Technische Universität München, D-85748 Garching, Germany

---

### Abstract

Superhydrophobic surfaces, associated with the so-called Lotus effect, have attracted numerous studies in the past few years, originally motivated by their unique non-wetting properties and resulting applications (water-repellency, self-cleaning surfaces, etc.). It was soon recognized, however, that beyond their static superhydrophobic (SH) properties, such surfaces led to quite unique dynamic properties. In the present paper, we will review recent works studying the liquid flow behavior in the vicinity of SH surfaces. Addressing separately the case of microfluidics and macroscale hydrodynamics, we consider the possibilities and limitations of these materials as super-lubricating surfaces and discuss to which extents they may be used to fabricate “smart” surfaces capable of controlling flow properties.

© Koninklijke Brill NV, Leiden, 2008

### Keywords

Lotus effect, fluid dynamics, microfluidics, hydrodynamic slippage, impact problem

## 1. Introduction

The ubiquitous phenomenon of friction has always constituted an unexpected source of technological progress... due to the efforts spent to avoid it [1]. This is immediately evidenced with a quick look at our past history where the invention of the wheel, skis, or the introduction of lubricants all aimed at reducing the friction between solid bodies. Of course, similar questions arose for controlling (most often reducing) friction of *liquids* at solid surfaces, leading to issues such as: drag reduction by polymer additives [2, 3] or by surface riblets (shark-skin effect) [4] at high Reynolds numbers, or the use of specific effects of (non-Newtonian) liquids [5, 6]. Among these different strategies, only a very few are effective for laminar but not for turbulent flows, a situation which is particularly relevant in view of the wide development of microfluidic devices and the move of biomedical analysis toward lab-on-chip technologies [7]. While it is usually neither convenient nor possible

---

\* To whom correspondence should be addressed. Tel.: +49-89-289-14336; Fax: +49-89-289-14642; e-mail: lyderic.bocquet@univ-lyon1.fr

to modify the liquid properties to alter the solid–liquid friction, the large increase in surface-to-volume ratio associated with downsizing fluidic devices suggests that surface effects might become very effective at modifying flow characteristics. In this perspective, the main question to be addressed is whether one may modify the nature of the surfaces themselves to reduce friction of liquids? Of course, the hope is that such a strategy will eventually lead to the development of “smart” surfaces capable of actively controlling [8] flow properties.

Over the recent years, this provided the motivation for numerous works [9] revisiting the nature of the boundary condition for fluid at solid surfaces. Beyond the fundamental understanding of the fluid–solid dynamics, the reason for such a strong interest lies in its potential applications in microfluidics. The driving of liquids in ever tiny channels raises a number of difficulties, one being the huge increase in hydrodynamic resistance when the channel size decreases. Releasing the no-slip boundary condition at the surfaces, and thereby allowing for boundary slippage, would allow to bypass this stringent condition by decreasing wall friction [10]. As such, taking benefit of slippage would constitute a major advance for microfluidic applications.

Slippage, usually quantified by a slip length  $b$ , as introduced by Navier [11] in 1823 (see Section 2.2), has been demonstrated on solvophobic surfaces, with a slip length of a few tens of nanometers [9, 12–15]. Except in peculiar configurations [16], such values are obviously insufficient to modify the flows in channels with micrometer sizes and other specific solutions have to be devised to benefit from slippage effects in microfluidics.

The fact that tuning the chemical nature alone of the solid is unable to provide friction reduction beyond the submicrometer scale has led to the suggestion that one should try to get rid of the actual solid–liquid boundary by coating the surface with a “bubble” (a gas layer). Such a situation, where gas is trapped at the solid interface and partially replaces the solid–liquid contact, can be achieved in specific conditions (see Section 2.1) with the use of the so-called superhydrophobic surfaces. Such surfaces, which combine surface roughness and non-wettability to achieve unique static properties with water contact angles close to  $180^\circ$ , were indeed recently predicted [17] to exhibit also super-lubricating characteristics.

Superhydrophobic surfaces consequently provide a great hope in the context of microfluidic devices that naturally motivates the present efforts for characterizing and optimizing their frictional properties. However, beyond this peculiar microfluidic framework where naturally emphasis is placed on the role of surfaces, more general questions now arise concerning the transposition of such gas-coating strategies to higher (macroscopic) scales: Can we succeed in drag reduction beyond the microscale? Can large-scale hydrodynamics be affected by surface coatings? In this paper, we will describe recent works addressing the dynamics of liquids at super-hydrophobic surfaces in order to give an overview of what is presently known



concerning such surfaces, what are their specificities and, finally, what may be expected from them.

## 2. Slippage on Super-Hydrophobic Surfaces

### 2.1. A Compromise Between Reduction of Friction and Robustness

The term super-hydrophobicity designates the enhancement of the natural non-wettability of a flat substrate, as characterized by its contact angle  $\theta_{\text{flat}}$ , by the underlying surface roughness: while  $\theta_{\text{flat}}$  for water on any flat material never exceeds  $120^\circ$ , its contact angle on micro- or nano-textured materials can reach values close to  $180^\circ$  [18]. This super-hydrophobic effect can be obtained through two different situations, the so-called Wenzel [19] and Cassie [20] states.

In the Wenzel state, the liquid impregnates the roughness and a stronger liquid friction at the interface is indeed expected. In the Cassie state, however, the liquid interface lies on top of the roughness, the roughness being occupied by a gas phase, thus motivating the naming “Fakir state”. This situation is achieved with highly rough hydrophobic surfaces: instead of entering this bidimensional hydrophobic porous medium, the liquid remains at the top of the roughness thus trapping some air in the interstices, and therefore leading to a very small liquid–solid contact area. Contrary to the Wenzel state, this Fakir configuration was recently predicted [17] and experimentally confirmed [21–27] to display super-lubricant capabilities.

In the context of microfluidics, the challenge now consists in developing versatile methods to design such surfaces in microchannels with optimized flow properties. These have to deal with two conflicting constraints on the engineered surfaces: low friction — i.e. large slippage — and robustness of the Fakir effect against pressure induced impregnation.

On the one hand, large slippage is achieved by minimizing the liquid–solid area (the fraction of which is denoted  $\phi_s$ ) together with maximizing the lateral length scale  $L$  of the underlying roughness. Indeed, theoretical predictions show that the resulting effective slip length  $b_{\text{eff}}$  is mostly fixed by the roughness scale  $L$  [28–32]:  $b_{\text{eff}} \simeq \alpha(\phi_s)L$ , with  $\alpha(\phi_s)$  a numerical factor depending on  $\phi_s$  whose value remains close to unity for typical surfaces (see Section 2.2 for details).

On the other hand, the stability of the Fakir (Cassie) state with respect to pressure variation imposes some restrictive conditions on the underlying roughness scale  $L$  [17, 33–35]. Above an excess pressure of the order of  $\Delta P_{\text{int}} \sim 2\gamma_{\text{LV}}/L$  (with  $\gamma_{\text{LV}}$  the liquid–vapor surface tension), penetration of the liquid into the roughness occurs — transition to Wenzel state — and the benefits from the low friction Fakir state are lost. The potential applicability of lithographically designed patterned surfaces, with a surface lateral scale  $L$  in the ten micrometers range is, therefore, limited by their low resistance to pressure [25, 26]. Finally, it should be stressed that the estimate for the intrusion pressure  $\Delta P_{\text{int}}$  assumes a roughness of typical height  $h$ , much larger than its lateral length scale  $L$ . In the more general case where

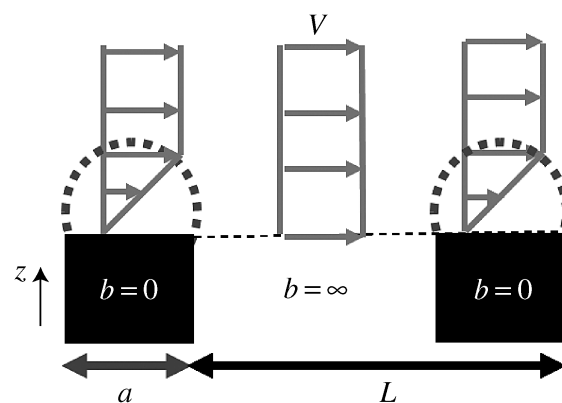
the roughness is not deep enough, the complete expression [31] incorporates a correction term, varying as  $\gamma_{LV}/h$ , which decreases even further the stability of the Fakir state.

## 2.2. Theoretical Results

Let us first concentrate on the theoretical description of liquid friction on superhydrophobic surfaces in the viscous regime (low Reynolds numbers). This problem was first tackled theoretically by Philip [28, 32] and more recently by Lauga and Stone [29] and Cottin-Bizonne *et al.* [31]. These approaches all model the Fakir superhydrophobic interface in the form of a flat interface with an inhomogeneous boundary condition (Fig. 1): no-slip boundary condition (BC) over the solid–liquid patches ( $b = 0$  at the top of the roughness) and shear-free BC over the gas phase (the gas viscosity is neglected). The hydrodynamic properties of the Fakir interface are then expressed in terms of an effective boundary condition, averaging out all the surface details at the  $L$  scale, and allowing for surface slippage in the form originally proposed by Navier [11]:  $b_{\text{eff}}\partial_z v = v_s$ , with  $b_{\text{eff}}$  the effective slip length accounting for the reduced friction at the surface,  $z$  the direction normal to the surface, and  $v$  and  $v_s$  the velocity and the slip velocity of the liquid, respectively.

Complementarily, several numerical approaches have also been proposed either at the molecular scale, using molecular dynamics [17], or at larger mesoscopic scales using finite element methods, lattice-Boltzmann simulations, or phase-field models [37–39].

The different theoretical approaches mostly considered the simple geometrical case of a surface pattern composed of parallel stripes, for which the expression for



**Figure 1.** Sketch of the hydrodynamic flow close to a superhydrophobic surface in the Fakir state in the limit of vanishing solid fraction  $\phi_s$ .  $V$  is the liquid velocity far away from the solid–gas interface,  $L$  the lateral period of the roughness pattern and  $a$  the width of a single solid post. The local slip length  $b$ , which is 0 at the liquid–solid interface because of the viscous dissipation, tends to infinity at the liquid–gas interface.

the effective slip length  $b_{\text{eff}}$  depends on the direction of the flow. For a flow parallel to the stripes an analytical solution exists [28, 32], and  $b_{\text{eff}}$  reads:

$$b_{\text{eff}} = \frac{L}{\pi} \log\left(\frac{1}{\cos[(\pi/2)(1 - \phi_s)]}\right). \quad (1)$$

For a flow in the direction perpendicular to the stripes [29], the result is given by the above expression divided by a factor 2. These expressions exhibit a weak (logarithmic) dependency on  $\phi_s$ .

In practice, the contact angle in the superhydrophobic Cassie state is given by [20, 40]:

$$\cos \theta_0 = \phi_s \cos \theta_{\text{flat}} - (1 - \phi_s), \quad (2)$$

so that for typical superhydrophobic surfaces with  $\theta_0$  in the range (165–175°), the solid fraction  $\phi_s$  varies from 5 to 0.1%. For such technologically feasible surfaces, the logarithmic term in the above expression of  $b_{\text{eff}}$  remains  $\mathcal{O}(1)$  (e.g. it reaches a value of  $\sim 7$  for the 0.1% surface). At a qualitative level, the theoretical results for the stripes can be summarized by stating that the effective slip length  $b_{\text{eff}}$  essentially saturates at the value fixed by the lateral scale of the roughness  $L$ , with an unfavorable prefactor ( $1/\pi$  in equation (1), becoming  $1/(2\pi)$  in the case of stripes perpendicular to the flow direction). For example equation (1) shows that a slip length larger than the pattern’s period,  $b_{\text{eff}} \geq L$ , is obtained when  $\phi_s \leq 10^{-3}$  corresponding to a state-of-the-art contact angle of  $\theta_0 \geq 178^\circ$ . A large slippage is, therefore, difficult to obtain within the stripe geometry.

Another, more “natural”, geometry is that of a pattern of posts, for which, however, no analytical solution of the associated Stokes problem (Stokes equation for the viscous flow together with the inhomogeneous BC as sketched in Fig. 1) is available up to now. It is nevertheless possible, using a simple scaling argument, to account for the effective slip length  $b_{\text{eff}}$  in the limit of practical interest of a small fraction  $\phi_s$  of solid patches [30]. Under the shear-free hypothesis over the gaseous areas, the friction force on the surface reduces to the force on the solid patch  $F_f = \mathcal{A}\phi_s\eta_L\langle\dot{\gamma}_s\rangle$ , with  $\langle\dot{\gamma}_s\rangle$  the averaged shear rate on the solid patch,  $\eta_L$  the liquid dynamic viscosity and  $\mathcal{A}$  the overall surface area.

To estimate  $\langle\dot{\gamma}_s\rangle$ , one may note that the velocity profile in the liquid is influenced by the solid zones only in a region of their size,  $a$ , in all directions (see Fig. 1): this behavior actually reflects the Laplacian character of the Stokes equation obeyed by the fluid velocity. One, therefore, expects  $\langle\dot{\gamma}_s\rangle \sim U/a$ , where  $U$  is the slip velocity of the fluid on the shear-free zones, so that we eventually obtain  $F_f = \mathcal{A}\phi_s\eta_L U/a$ . Now if one recalls the definition of the effective slip length, as given by the Navier BC,  $F_f$  also reads:  $F_f = \mathcal{A}\eta_L V/b_{\text{eff}}$ , with  $V \approx U$  the averaged slip velocity over the superhydrophobic surface. Combining the two independent estimates, one deduces:

$$b_{\text{eff}} \propto \frac{a}{\phi_s}. \quad (3)$$

It is interesting to first check that the above argument, which is actually independent of the precise geometry of the patterned surface, is consistent with analytical results for a stripe geometry. For solid zones made of stripes, we have  $\phi_s = a/L$ , so that  $b_{\text{eff}} \sim L$ . Up to slowly varying logarithmic terms, this is in good agreement with the Philip–Lauga–Stone prediction as equation (1) reduces to  $b_{\text{eff}} \sim L \log(1/\phi_s)$  in the limit of vanishing  $\phi_s$ . As previously emphasized, in this geometry, the effective slip length is mainly fixed by the roughness period  $L$ .

Turning now to a pattern made of individual posts, we have  $\phi_s = (a/L)^2$  and  $b_{\text{eff}} \sim L^2/a \sim L/\sqrt{\phi_s}$ . A numerical solution of the Stokes equation with a pattern of no-slip square dots confirms the validity of the scaling argument above in the limit of small  $\phi_s$  (basically  $\phi_s < 40\%$ ) [30]. It gives moreover the prefactor of the predicted relationship, and we end up with the following expression of  $b_{\text{eff}}$ , valid for the lowest values of  $\phi_s$  [30]:

$$b_{\text{eff}} \simeq \alpha \frac{L}{\sqrt{\phi_s}} \quad (4)$$

with  $\alpha \simeq 0.3$ . This simple prediction would deserve an analytical justification, which has not been performed up to now. Contrary to the case of stripes, it shows that the divergence of  $b_{\text{eff}}$  with  $\phi_s$  is much stronger than a logarithmic factor. It thus allows for achieving large slippage while satisfying at the same time the Fakir state stability requirements of keeping a moderate  $L$ .

As an overall conclusion, the frictional properties of superhydrophobic Fakir surfaces in the low Reynolds number regime are now rather well understood. The surface geometry (stripe, post, hole, etc.) and quantitative characteristics (length scale  $L$  and solid fraction  $\phi_s$ ) that favor the liquid slippage have been presented with the general outcome that very large slip lengths may actually be obtained. However this will be at the expense of significant efforts to obtain nano-engineered surfaces with very small solid fraction and post-like geometry. Typically, slip lengths much larger than micrometers range are only expected with micro-patterned surfaces for which the measured contact angle is larger than  $178^\circ$ . Although technically achievable, this constitutes a very stringent condition.

### 2.3. Experimental Results

Let us turn now to the experimental studies which have been conducted to measure slippage effects on superhydrophobic surfaces. In line with the discussion presented in the theoretical section, two kinds of roughness patterns have been mostly used for these surfaces: stripes or pillars.

Using a striped surface, with periodicity of the order of the tens of micrometers (up to  $150 \mu\text{m}$ ), Rothstein and coworkers [25, 26] have carried out pressure drop experiments to quantify the drag reduction associated with surfaces in the Fakir state. Additionally, they determined local flow profiles that validated the model description of a (almost) flat interface with alternating no-slip and shear-free BC. Overall, they were able to report effective slip lengths in the micrometer range and up to

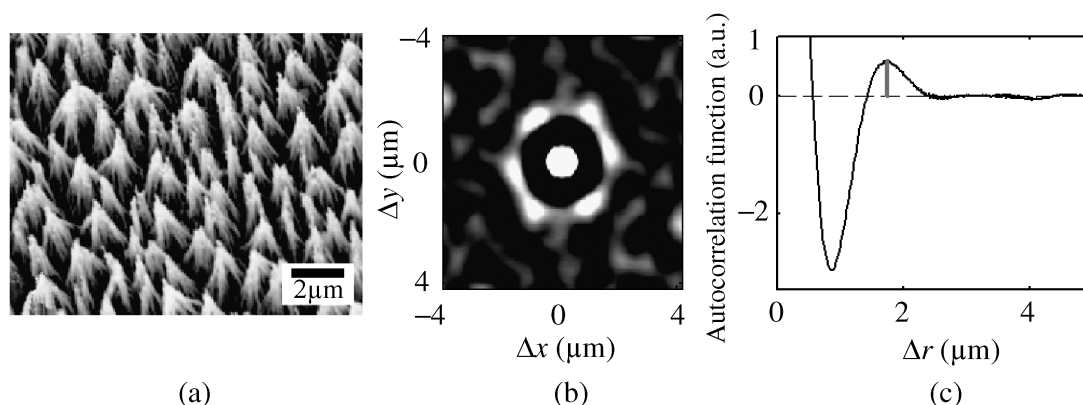
20  $\mu\text{m}$ . These values were shown to be in good agreement with the prediction of hydrodynamic model by Philip [28, 32]. Moving down to nanoscales patterns, the same agreement with theoretical expectations was demonstrated in the same geometry by Choi *et al.* [22] who accordingly measured slip lengths of a few hundreds of nanometers, using a specially designed high sensitivity flow rate *versus* pressure drop measurement.

More recently, Truesdell *et al.* [41] relied on rheological experiments to characterize slippage on superhydrophobic surfaces. They reported huge slippage, with slip lengths in the millimeter range, on surfaces with a pattern of stripes, the periodicity of which was in the tens of micrometers [41], with a very moderate solid fraction  $\phi_s$  of about 50%. These results strongly disagree both with previously reported data and with theoretical expectations which predict much smaller values for  $b_{\text{eff}}$  in this geometry. This contradiction clearly needs to be clarified with further experimental investigations. Additionally, it points to the experimental difficulties inherent to rheological measurements for the determination of slippage [42].

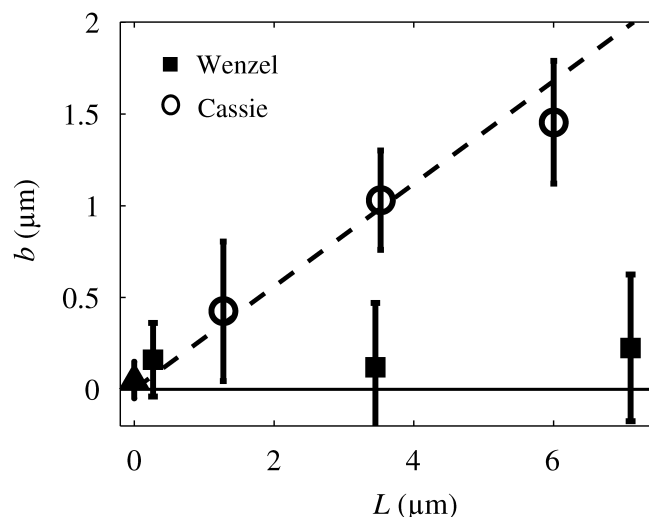
Focusing now on superhydrophobic surfaces made of patterns of pillars, we note that a few experiments have also been carried out on in this theoretically more favorable configuration. Choi and Kim [21] performed rheological experiments on surfaces made of nanoposts. While the lateral scale length  $L$  was in the micrometer range, the spiky shape of the pillars implied a low solid fraction  $\phi_s$  resulting in contact angles on these “nanoturf” surfaces to be very close to  $\sim 180^\circ$ . They measured slip lengths in the tens of micrometers range ( $b_{\text{eff}} \simeq 20 \mu\text{m}$  for water) which would be compatible with the theoretical expectations [30] as summarized by equation (4) for  $\phi_s \sim 0.3\%$  (corresponding to  $\theta_0 = 179^\circ$ ). It must be stressed, however, that in this range of very high contact angles, a precise determination of  $\theta_0$  is crucial to be able to conclusively compare with theory: going from  $175$  to  $179^\circ$  affects  $b_{\text{eff}}$  by a factor of 5.

In the same geometry of pillar-like surfaces, Joseph *et al.* studied slippage properties of superhydrophobic carbon nanotube (CNT) carpets using micro-particle image velocimetry ( $\mu$ -PIV) measurements [23]. Using a capillarity-driven bundling process of the individual nanotubes, they were able to vary the lateral length scale  $L$  characterizing the CNT surface. This lateral length scale  $L$  was measured by intensity cross-correlation of the SEM picture of the surface as shown in Fig. 2. To quantify the frictional properties of these surfaces, the latter were embedded in a microchannel and the velocity profile in their vicinity was obtained with high resolution  $\mu$ -PIV technique [43] (using 500 nm beads as tracers). Two situations were considered: flows on surfaces in the Cassie state (with trapped air), but also on surfaces in the Wenzel state, where the CNT surfaces were impregnated with the liquid.

As expected, it has been measured that the large solid–liquid friction achieved in the impregnated Wenzel state, results in a no-slip BC at the surface as illustrated by the values of  $b_{\text{eff}} \simeq 0$  reported in Fig. 3 (■). In the Fakir (Cassie) state, however, the trapped air is responsible for a finite slip length, the evolution of which is shown in Fig. 3 (○) as a function of the roughness lateral scale  $L$ . The measured  $b_{\text{eff}}$  values



**Figure 2.** (a) SEM picture of the CNT forest. (b) Intensity cross-correlation of the SEM pictures to obtain the lateral roughness scale. (c) Corresponding intensity profile; the vertical bar at the first peak is the measured lateral scale  $L$ .



**Figure 3.** Evolution of the slip length  $b$  as a function of the lateral roughness length scale  $L$ .

are typically in the micrometer range and are found to be proportional to the period  $L$  of the underlying pattern. This behavior is qualitatively in good agreement with theoretical predictions and can be quantitatively accounted for with a fixed surface solid fraction  $\phi_s \simeq 0.15$ , according to equation (4). This value of  $\phi_s$  is in fair agreement with the experimental estimation  $\phi_s \simeq 0.1$  obtained from the Cassie relationship (equation (2)).

Finally we quote the work by Steinberger *et al.* [44] who have shown that having air at the solid surface is not enough to achieve a low friction: the shape of the liquid/gas interface is also important and only flat gas film can achieve the previously discussed very low friction. Using a dynamic surface force apparatus [45], Restagno *et al.* have investigated slippage on surfaces with calibrated microbubbles trapped at the liquid–solid interface. Two situations were considered: the impregnated Wenzel state and the superhydrophobic Cassie state with protruding bubbles.

They found a *smaller* effective slip length ( $b_{\text{eff}} = 20 \pm 10$  nm) in the presence of microbubbles (Cassie state), than without any gas phase trapped at the boundary ( $b_{\text{eff}} = 105 \pm 10$  nm). This stresses the fact that the presence of gas trapped at an interface does not always warranty an increase of the slippage at the boundary. Super-lubricating capabilities of the Fakir surface do depend on the shape of the actual liquid interface and it must be realized that the extra friction induced by curved gas menisci may annihilate the benefits of partially coating the surface with gas.

### 3. Large-Scale Effects of Superhydrophobic Surfaces

As mentioned in the Introduction, the recent interest for reducing friction — promoting slip — at solid–liquid interfaces was initially motivated by the ever growing field of microfluidic devices where the role of channel surfaces is considerably enhanced compared with the macroscale. It is in this particular context that superhydrophobic surfaces have been introduced, and we have presented in Section 2 a review of the different theoretical and experimental works showing their remarkable frictional properties in laminar (low Reynolds numbers) flows.

While it is now established that superhydrophobic surfaces do have the capabilities to produce large drag reduction effects in micrometer-size flows, their unique frictional properties suggest to go one step beyond, i.e. toward *macroscales* characterized by much higher Reynolds numbers. In the following section, we address this issue by pursuing the same surface-coating strategy to climb up the scales and control flows at the macroscale. We present first a general discussion of what may be expected and what are the intrinsic limitations of such an approach for large-scale flows. We then discuss in more details recent results where this strategy indeed has proved effective at controlling a macroscale hydrodynamic phenomenon.

#### 3.1. Drag Reduction

Beside the well-known possibilities of drag reduction at high Reynolds numbers by incorporating polymer additives into the liquid [2, 3], other strategies involving the surface alone have been devised based, for instance, on riblets — the so-called shark-skin effect [4]. As is the case for the riblets, we focus here on the skin-friction drag, associated with the momentum transfer occurring at the solid–liquid interface, as opposed to the pressure (form) drag.

Coating the solid body with a bubble is an obvious — although difficult in practice — means to reduce the skin-friction drag. [Ultimately however the finite dissipation in the gas layer [30] will be responsible for a finite drag skin.] Superhydrophobic surfaces in the Fakir state partially realize this air-coating of solid bodies. As discussed in details in Section 2.2 the analogy is only approximate and the remaining solid–liquid contact patches are responsible for a finite slip length  $b$ .

Let us see how this finite slip length constrains the drag reducing capabilities of superhydrophobic surfaces. Basically  $b$  is of order  $L$  with  $L$  the surface lateral length scale. Taking into account the trade-off between friction and stability makes it difficult [30] to achieve  $b$  more than  $\simeq 10$   $\mu\text{m}$ . If one considers a body with typical

size  $\ell = 1$  m moving at a velocity  $U = 1$  m/s, the boundary layer thickness as given by the Blasius analysis for a flat plate reads [46]:  $\delta \sim \sqrt{\nu \ell / U}$ , with  $\nu$  the liquid kinematic viscosity. Therefore, with  $\delta$  in the mm range while  $L \sim b \sim 10$   $\mu\text{m}$ , we can assume that the similarity solution describing the boundary layer holds over the superhydrophobic surface, so that the skin-friction drag reduction reads:

$$\text{Drag red. (\%)} \sim \frac{b}{\delta}$$

and typically amounts to only 1%.

In addition to this barely noticeable effect, it is interesting to realize that it will hold only as long as the surface remains in the Fakir state. This will be the case as long as the inertial pressure within the liquid  $\rho U^2$ , with  $\rho$  the liquid density, does not exceed the intrusion pressure, of order  $\gamma_{LV}/L$ . This amounts to defining a critical Weber number  $We$  for transitioning from the Fakir to Wenzel state, i.e.  $We = \rho U^2 L / \gamma_{LV}$ . In the previously considered situation one already finds  $We \simeq 0.2$ , so that it will soon be difficult for the surface to withstand the liquid flow without losing its Fakir characteristic. Similarly when immersed under water, the Fakir state hardly stands hydrostatic pressure: in the above situation, the hydrostatic pressure  $\rho g H$  already exceeds the capillary pressure  $\gamma_{LV}/L$  at a depth  $H$  of 1 m.

This simple analysis clearly suggests that while appealing, superhydrophobic surfaces might not be effective at reducing the drag at high Reynolds numbers. However, a recent study on superhydrophobic hydrofoil reports up to 15% drag reduction for Reynolds number in the range 1000–5000 [24]. This single reported measurement is difficult to rationalize within the present framework: it involves slip lengths getting close to a mm and shows a decreasing drag reduction when increasing  $Re$  (and thus decreasing the boundary layer thickness  $\delta$ ). It nevertheless certainly points out to the difficulty of such measurements and to the need for additional investigations, even though there is up to now no proposed scenario leading to a significant drag reduction effect.

### 3.2. Splashes

While superhydrophobic surfaces immersed in liquids do provide a body surface closely resembling that of an air-coated body, their direct effect on the drag force acting on a moving object seems disappointingly small. Considering the constraints related to the stability of the Fakir state together with the remaining spots of actual solid–liquid contact, it seems that the sole change of the boundary conditions provided by the superhydrophobic surfaces is not enough to significantly affect the flow at a macroscopic scale.

However, there exist specific situations where the role of surfaces is not limited to providing a boundary condition for hydrodynamics. For instance in the phenomenon associated with the entry of a solid body into a liquid, the surface wetting properties determine, in addition to the BC, the way the liquid connects to the solid to form the contact line. These kinds of situations are encountered in many civil or military applications, such as ship slamming, air to sea weapons, or all industrial

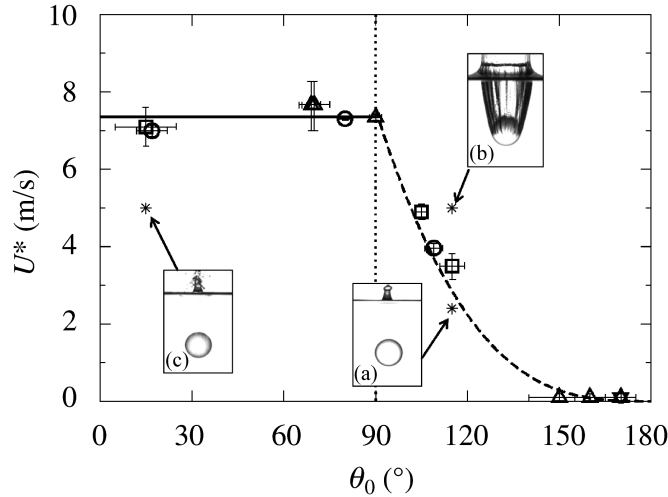


processes that consist in painting or coating an object by plunging it in a liquid bath. We describe here the results of a recent study [47] demonstrating that the unique properties of superhydrophobic surfaces are indeed capable, in this type of configuration, of dramatically modifying the macroscale hydrodynamics.

3.2.1. Experimental Results

We concentrate on a situation where a solid body (here a sphere) of typical size 1 cm impacts on a liquid–gas interface with velocities in the order of 1 m/s. Depending on the value of this velocity, two different cases can be observed. For large enough impact velocities, a huge gas cavity is created behind the sphere, the closure of which is eventually associated with the formation of a large water jet and the familiar splash sound. Consequently, the latter remains connected with the gaseous phase deep below the liquid surface (photograph (b) in Fig. 4). In contrast, in the low velocity regime, the same sphere passes through the interface where it gets encapsulated by the liquid, losing any contact with the gas phase as soon as it leaves the interface (photograph (a) in Fig. 4) to travel into the liquid.

For a typical impact situation, the Reynolds (Re) and Weber (We) numbers, that compare inertia forces to, respectively, viscosity and capillary forces, can be estimated as  $Re = \rho U a / \eta_L \sim 10^4 - 10^5$  and  $We = \rho U^2 a / \gamma_{LV} \sim 10^3 - 10^4$ , where  $U$  is the impact velocity and  $a$  the size of the solid object (we recall that  $\eta_L$  and  $\gamma_{LV}$  stand, respectively, for the liquid dynamic viscosity and the liquid–vapor surface



**Figure 4.** Evolution of the air entrainment threshold velocity  $U^*$  as a function of the static contact angle  $\theta_0$  of the impacting spheres on a water–air interface. The sphere diameters are 25.4 mm ( $\square$ ), 20 mm ( $\nabla$ ), 15 mm ( $\circ$ ) and 7 mm ( $\triangle$ ). The dashed line, in the hydrophobic domain, is the theoretical evolution predicted by expression (6).

Photographs correspond, respectively, to: (a) impact of a hydrophobic ( $\theta_0 \approx 115^\circ$ ) sphere with impact velocity below the threshold (no air entrainment); (b) exactly the same sphere as in (a) but with impact velocity now above the threshold ( $U = 5$  m/s, huge air cavity); (c) the same sphere as in (b), with exactly the same diameter and impact velocity  $U = 5$  m/s, except the surface was now made hydrophilic ( $\theta_0 \approx 15^\circ$ ). The cavity formed in (b) for this velocity disappears due to the only change in wettability.

tension). For such large values of Reynolds and Weber numbers, one expects *a priori* that viscosity and surface tension should be discarded as relevant parameters in the impact problem [48–51].

While photographs (a) and (b) in Fig. 4 evidence the existence of a velocity threshold  $U^*$  for air entrainment during the impact *for a given sphere*, photographs (b) and (c) compare the exact same impact situations for *two spheres differing only in their surface wettability*, i.e. corresponding to the same Re and We numbers. On the basis of the dimensional analysis based on Re and We, this influence of the sphere wettability is accordingly fully unexpected. [We must stress here that only smooth spheres were considered (see in [47] for further details). The surface roughness was left unaltered by the change in the bead wettability occurring here through the covalent grafting of a monolayer of hydrophobic molecules (nm thickness).] This influence of wettability on the impact phenomenon has been explored exhaustively by Duez *et al.* [47]. As an illustration, a hydrophilic sphere that impacts a water–air interface at 5 m/s does not create any air cavity (photograph (c) in Fig. 4), in contrast to a hydrophobic sphere with exactly the same size and impact velocity (photograph (b)).

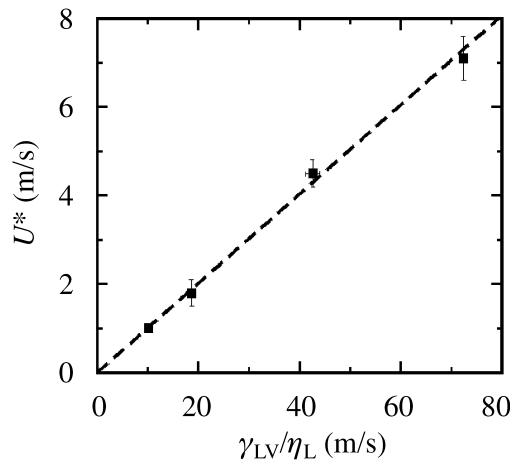
In order to better quantify what affects the liquid response upon impact, Duez *et al.* [47] systematically measured the threshold velocity  $U^*$  associated with the onset of air entrainment as a function of the numerous experimental parameters: sphere wettability, sphere diameter, liquid characteristics (dynamic viscosity, surface tension) or gas characteristics (nature, pressure). . . . We concentrate first on the role of surface wettability. Figure 4 shows the evolution of  $U^*$  with the static contact angle  $\theta_0$  on the sphere. As already mentioned,  $U^*$  strongly depends on  $\theta_0$ , particularly in the non-wetting domain ( $\theta_0 > 90^\circ$ ) where  $U^*$  starts from around 7 m/s to become vanishingly small for superhydrophobic surfaces with  $\theta_0 \rightarrow 180^\circ$ . In this last case, an air cavity is always created during impact, whatever the sphere velocity.

In addition to changing the wettability, the influence of liquid parameters such as viscosity  $\eta_L$  or surface tension  $\gamma_{LV}$  was explored. Again, the dimensional analysis based on Re and We numbers would discard any dependence of these liquid properties in the large Re and We limits. In contrast, as summarized in Fig. 5, a strong influence of these properties on the threshold value  $U^*$  is exhibited. This suggests furthermore the introduction of a critical capillary number  $Ca = \eta_L U / \gamma_{LV}$ . One may note that the capillary number Ca is precisely the ratio between the quantities we were about to neglect!

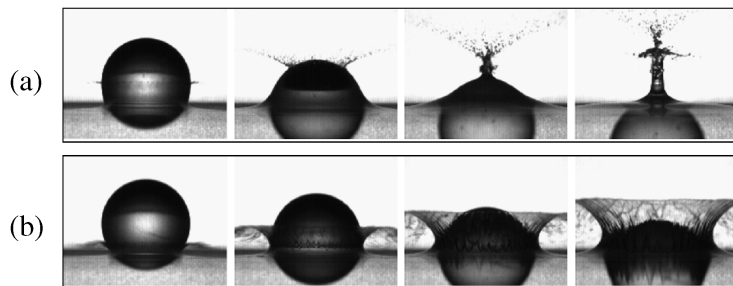
Finally, we quote that the threshold velocity has not been found to depend on the diameter of the spheres, nor on the gas pressure in the range 0.1–1 atm [47].

### 3.2.2. Theoretical Analysis

To understand this dramatic, yet unexpected, evolution of the air entrainment threshold velocity with the different parameters, we first focus on the behavior of the liquid close to the solid surface. During the sphere impact, a thin liquid film develops and rises along the sphere, as can be seen in Fig. 6 which shows a series of chronophotographs of the impact phenomenon. This film either closes up at the



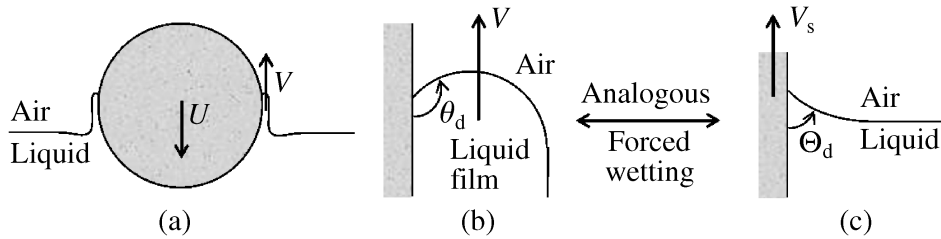
**Figure 5.** Evolution of the air entrainment threshold velocity  $U^*$  with the liquid properties, for a fixed wettability ( $\theta_0 < 10^\circ$ ) and bead diameter (25.4 mm).  $U^*$  evolves linearly with the ratio  $\gamma_{LV}/\eta_L$ , which indicates that the air entrainment during impact is a capillary-number-controlled phenomenon.



**Figure 6.** Zoomed-in chronophotographs of the impact region, when a hydrophobic sphere (static contact angle  $\theta_0 \approx 115^\circ$ ) is falling on an air–water interface at different impact velocities compared with the air entrainment threshold  $U^*$ : (a)  $U = 2.4 \text{ m/s} < U^*$  and (b)  $U = 5.0 \text{ m/s} > U^*$ . The thin liquid film that develops and rises along the sphere in both cases either gathers at the pole to encapsulate the sphere (low velocity), or is ejected from the sphere thus creating an air cavity behind it (high velocity).

top of the sphere when the impact velocity is lower than  $U^*$ , or detaches from the solid surface in the opposite case  $U > U^*$ , thus resulting in the air cavity creation as the object continues moving deeper into the liquid.

Let us concentrate on the spreading dynamics of this liquid film which appears directly connected to the air entrainment phenomenon, restricting here to the most interesting non-wetting domain ( $90^\circ < \theta_0 < 180^\circ$ ). The situation that needs be modeled is actually closely related to the “classical” forced wetting model. During the impact, the contact line ascends along the hydrophobic sphere at a velocity  $v$ , as shown in Fig. 7(a) and 7(b). The contact line velocity  $v$  is of the same order as  $U$  and we will write  $v \approx \zeta U$  with  $\zeta$  a dimensionless coefficient [47, 50]. This situation simply appears as a reversed case compared to the classical forced wetting problem in which a solid hydrophilic plate is pulled from a liquid at a velocity  $v_s$  (see Fig. 7(c)).



**Figure 7.** (a) Sketch of the liquid film ascension during the interface crossing of a solid sphere. (b) Zoom on the contact line region: due to the motion of the triple line, the dynamic contact angle  $\theta_d$  is greater than the static contact angle  $\theta_0$ . An instability occurs when  $\theta_d \rightarrow 180^\circ$ . (c) Sketch of the analogous situation of classical forced wetting: a hydrophilic solid is pulled away from a liquid at a velocity  $v_s$ . The dynamic contact angle with respect to the wetting phase,  $\Theta_d$  is lower than the static value  $\Theta_0$ . An instability occurs when  $\Theta_0 \rightarrow 0$ .

In this classical forced wetting situation, it has been shown, by expressing a force balance on the triple line, that this contact line becomes unstable above a critical value  $v^*$  of the pulling velocity, associated with a constant capillary number  $Ca^* = v_s^* \eta_L / \gamma_{LV} \approx \Theta_0^3 / 9\ell$  (with  $\ell \sim 15\text{--}20$  a numerical factor [52, 53]). This instability corresponds to the disappearance of the contact line and the appearance of liquid coating of the solid wall when  $\Theta_d \rightarrow 0$ . In the following, we note  $\Theta_0$  and  $\Theta_d$  as, respectively, static and dynamic contact angles defined with respect to the wetting phase.

Developing the analogy in our impact problem with a hydrophobic surface, we identify the wetting phase as air, so that the static contact angle with respect to the wetting phase is defined as  $\Theta_0 = (\pi - \theta_0)$  and the triple contact line becomes no longer stable above  $v^* \propto (\pi - \theta_0)^3$ . Furthermore,  $v^*$  is fixed by a critical capillary number  $Ca^* = v^* \eta_L / \gamma_{LV}$  that evolves like  $Ca^* \approx \Theta_0^3 / 9\ell$ .

Viscous dissipation in the non-wetting phase (air in the classical forced wetting problem) is usually neglected, but has to be considered here, because of the significance of the liquid viscosity  $\eta_L$  with respect to  $\eta_{\text{air}}$ . Indeed, both viscous forces in the wetting phase (air) corner  $F_{\text{air}}(v) = (3\ell\eta_{\text{air}}/[\pi - \theta_d])v$  and in the non-wetting one (liquid)  $F_L \approx C\eta_L v$  are of the same order ( $C \sim 1$  a numerical factor), because  $\alpha = 3\ell\eta_{\text{air}}/\eta_L \sim 1$ .

The stability analysis of the contact line with the above force terms leads to the following expression for  $v^*$  in terms of liquid viscosity:

$$v^* = \frac{g_0}{9\ell} \frac{\gamma_{LV}}{\eta_L} (\pi - \theta_0)^3, \quad (5)$$

with  $g_0$  a numerical factor of the order of 5–10. Finally, a theoretical expression for the critical air entrainment velocity of the sphere is obtained in the form

$$U^* = \frac{g_0}{9\ell\zeta} \frac{\gamma_{LV}}{\eta_L} (\pi - \theta_0)^3. \quad (6)$$

As can be seen in Fig. 4, this theoretical prediction complies fairly well with the evolution of  $U^*$  with the wettability, in the non-wetting domain ( $\theta_0 \in [90; 180^\circ]$ ).

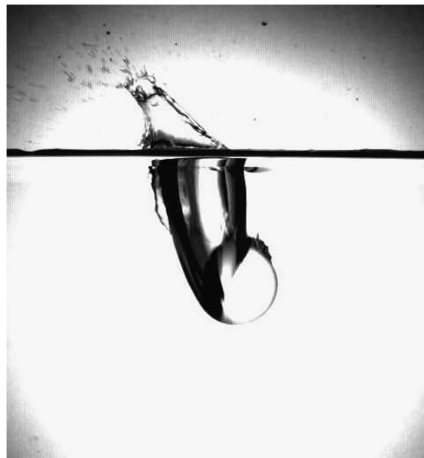
[With  $\ell = 15$ ,  $\zeta = 2$  already set [50, 52, 53] experiments are well rendered by equation (6) with a single parameter  $g_0 \approx 7$ , well within the expected range.] It is, moreover, interesting to note that the theoretical description involving the contact line dynamics does predict a  $\gamma_{LV}/\eta_L$  dependence of  $U^*$ , for a fixed wettability ( $\theta_0$ ). Such behavior, already mentioned, is experimentally well verified as shown in Fig. 5.

#### 4. Perspectives

In this short review, we tried to establish a clear picture of our present understanding of the frictional properties of superhydrophobic surfaces. At the microscale, considering the case of viscous flows (low Reynolds numbers regime), the surface properties are all accounted for through the effective boundary condition and the possibility of surface slippage. Benefiting from numerous studies both on the theoretical and experimental sides, the drag reduction capabilities of Fakir superhydrophobic surfaces are now well established at the micro-scale. Optimizing the geometry (roughness lateral scale  $L$  and height, solid fraction  $\phi_s$  and topography: pillars vs stripes), to achieve a satisfactory compromise between robustness of the gas-coated surface and low friction, can result in demonstrated slip lengths  $b_{\text{eff}}$  reaching from 1 to 10  $\mu\text{m}$ , in good agreement with theoretical predictions.

As for the ultimate achievable characteristics, recent theoretical calculations do predict the possibility of even larger effects with surface designs accessible to the present techniques of nano-patterning, but this remains to be experimentally verified. Future route that might further reduce the surface friction could be to consider surface with hierarchical (fractal) length scales that would get even closer to the complete non-wetting limit. In any case, we stress that the achievement of superlubricating surfaces imposes stringent conditions, very demanding on the surface design and quality: this certainly constitutes now the major issue to be overcome before Fakir surfaces actually benefit lab-on-chip devices.

Following the promising results at the microscale, the influence of superhydrophobicity on macroscale flows was also considered. In this high Reynolds numbers regime, much fewer studies are available and we presented here a simple boundary layer analysis that suggests that Fakir surfaces might not be able to induce significant drag reduction at the macroscale. A point that certainly deserves to be clarified in the near future. However, Fakir surfaces were shown to dramatically affect the hydrodynamic picture of a solid object entering a liquid, a point which has largely remained ignored with potential applications in naval or industrial domains. A interesting conclusion is that surface effects are able to *design* large-scale flows. As an illustration, we show in Fig. 8 the impact of a *Janus* sphere — only half the sphere is coated with a superhydrophobic coating — which produces a ‘half-splash’. The idea of flow design by surface effects establishes a bridge between largely independent domains such as surface science and fluid mechanics. We expect that exploring such novel connections will be fruitful for both fields.



**Figure 8.** A ‘half-splash’ of a Janus sphere, where only half the sphere is coated with a superhydrophobic coating.

### Acknowledgements

We thank E. Charlaix, C. Clanet, P. Joseph and A. Steinberger for many stimulating discussions. This project was supported by ANR PNANO and the French Ministry of Defense, DGA.

### References

1. D. Dowson, *History of Tribology*. Longman, New York, NY (1979).
2. J. L. Lumley, *Ann. Rev. Fluid Mech.* **1**, 367 (1969).
3. D. Bonn, Y. Amarouchene, C. Wagner, S. Douady and O. Cadot, *J. Phys.: Condens. Matter* **17**, S1195–S1202 (2005).
4. D. M. Bushnell and K. J. Moore, *Ann. Rev. Fluid Mech.* **23**, 65–75 (1991).
5. V. Bergeron, D. Bonn, J.-Y. Martin and L. Vovelle, *Nature* **405**, 772–775 (2000).
6. R. G. Larson, *The Structure and Rheology of Complex Fluids*. Oxford University Press, New York, NY (1999).
7. G. Whitesides and A. D. Stroock, *Physics Today* **54**, 42 (June 2001).
8. T. N. Krupenkin, J. A. Taylor, T. M. Schneider and S. Yang, *Langmuir* **20**, 3824–3827 (2004).
9. E. Lauga, M. P. Brenner and H. A. Stone, in: *Handbook of Experimental Fluid Dynamics*, Chapter 19, pp. 1219–1240, J. Foss, C. Tropea and A. Yarin (Eds). Springer (2007).
10. J. W. Kim and C. J. Kim, in: *Fifteenth IEEE International Conference on Micro Electro Mechanical Systems, Technical Digest*, Las Vegas, USA, pp. 479–482 (2002).
11. C. L. M. H. Navier, Mémoire sur les lois du mouvement des fluides, *Mém. Acad. R. Sci. France* **VI**, 389–440 (1823).
12. O. I. Vinogradova and G. E. Yakubov, *Langmuir* **19**, 1227 (2003).
13. L. Joly, C. Ybert and L. Bocquet, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 046101 (2006).
14. C. Cottin-Bizonne, B. Cross, A. Steinberger and E. Charlaix, *Phys. Rev. Lett.* **94**, 056102 (2005).
15. J.-L. Barrat and L. Bocquet, *Phys. Rev. Lett.* **82**, 4671 (1999).
16. L. Joly, C. Ybert, E. Trizac and L. Bocquet, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 257805 (2004).
17. C. Cottin-Bizonne, J.-L. Barrat, L. Bocquet and E. Charlaix, *Nature Mater.* **2**, 237 (2003).

18. S. Herminghaus, *Europhys. Lett.* **52**, 165–170 (2000).
19. R. N. Wenzel, *Ind. Eng. Chem.* **28**, 988–994 (1936).
20. A. B. D. Cassie and S. Baxter, *Trans. Faraday Soc.* **40**, 546 (1944).
21. C. H. Choi and C. J. Kim, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 066001 (2006).
22. C. H. Choi, U. Ulmanella, J. Kim, C. M. Ho and C. J. Kim, *Phys. Fluids* **18**, 087105 (2006).
23. P. Joseph, C. Cottin-Bizonne, J. M. Benoit, C. Ybert, C. Journet, P. Tabeling and L. Bocquet, *Phys. Rev. Lett.* **97**, 156104 (2006).
24. S. Gogte, P. Vorobieff, R. Truesdell, A. Mammoli, F. van Swol, P. Shah and C. J. Brinker, *Phys. Fluids* **17**, 051701 (2005).
25. J. Ou and J. P. Rothstein, *Phys. Fluids* **17**, 103606 (2005).
26. J. Ou, B. Perot and J. P. Rothstein, *Phys. Fluids* **16**, 4635 (2004).
27. D. Richard and D. Quéré, *Europhys. Lett.* **48**, 286–291 (1999).
28. J. R. Philip, *Z. Angew. Math. Phys.* **23**, 960 (1972).
29. E. Lauga and H. A. Stone, *J. Fluid Mech.* **489**, 55–77 (2003).
30. C. Ybert, C. Barentin, C. Cottin-Bizonne, P. Joseph and L. Bocquet, *Phys. Fluids* **19**, 123601 (2007).
31. C. Cottin-Bizonne, C. Barentin, E. Charlaix, L. Bocquet and J.-L. Barrat, *Eur. Phys. J. E* **15**, 427 (2004).
32. J. R. Philip, *Z. Angew. Math. Phys.* **23**, 353 (1972).
33. C. Journet, S. Moulinet, C. Ybert, S. Purcell and L. Bocquet, *Europhys. Lett.* **71**, 104 (2005).
34. A. Lafuma and D. Quéré, *Nature Mater.* **2**, 457 (2003).
35. D. Quéré, A. Lafuma and J. Bico, *Nanotechnology* **14**, 1109–1112 (2003).
36. D. Bartolo, F. Bouamrène, É. Verneuil, A. Buguin, P. Silberzan and S. Moulinet, *Europhys. Lett.* **74**, 299–305 (2006).
37. J. Harting, C. Kunert and H. J. Herrmann, *Europhys. Lett.* **75**, 328 (2006).
38. M. Sbragaglia, R. Benzi, L. Biferale, S. Succi and F. Toschi, *Phys. Rev. Lett.* **97**, 204503 (2006).
39. N. Priezjev, A. Darhuber and S. Troian, *Phys. Rev. Lett.* **71**, 041608 (2005).
40. D. Quéré, *Nature Mater.* **1**, 14 (2002).
41. R. Truesdell, A. Mammoli, P. Vorobieff, F. van Swol and C. J. Brinker, *Phys. Rev. Lett.* **97**, 044504 (2006).
42. L. Bocquet, P. Tabeling and S. Manneville, *Phys. Rev. Lett.* **97**, 109601 (2006).
43. P. Joseph and P. Tabeling, *Phys. Rev. E* **71**, 035303 (2005).
44. A. Steinberger, C. Cottin-Bizonne, P. Kleimann and E. Charlaix, *Nature Mater.* **6**, 665–668 (2007).
45. F. Restagno, J. Crassous, E. Charlaix, C. Cottin-Bizonne and M. Monchanin, *Rev. Sci. Instrum.* **73**, 2292–2297 (2002).
46. H. Blasius, *Z. Math. Physik* **56**, 1 (1908).
47. C. Duez, C. Ybert, C. Clanet and L. Bocquet, *Nature Physics* **3**, 180–183 (2007).
48. H. Wagner, *Z. Angew. Math. Mech.* **12**, 193–215 (1932).
49. A. M. Worthington and R. S. Cole, *Phil. Trans. R. Soc. Lond. A* **194**, 175–199 (1900).
50. J. Oliver, *Water entry and related problems*. PhD Thesis, Oxford University (2002).
51. T. von Kàrmàn, *NACA Technical Note* **321** (1929).
52. J. Eggers, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 094502 (2004).
53. P. G. de Gennes, F. Brochard-Wyart and D. Quéré, *Gouttes, Bulles, Perles et Ondes*. Belin, Paris (2005).

# Bibliographie

- [1] E.G. Shafrin et W.A. Zisman. in contact angle, wettability and adhesion. *Advances in Chemistry Series*, 43, pp. 145–157, 1964.
- [2] C. Neinhuis et W. Barthlott. Characterisation and distribution of water-repellent, self-cleaning plant surfaces. *Annals of Botany*, 79, pp. 667–677, 1997.
- [3] R.N. Wenzel. Resistance of solid surfaces to wetting by water. *Ind. Eng. Chem.*, 28, pp. 988, 1936.
- [4] A.B.D Cassie et S. Baxter. Wettability of porous surfaces. *Trans. Faraday Soc.*, 40, pp. 546–551, 1944.
- [5] R.E. Johnson et R.H. Dettre. in contact angle, wettability and adhesion. *Advances in Chemistry Series*, 43, pp. 112, 1964.
- [6] J. Bico, U. Thiele et D. Quere. Wetting of textured surfaces. *Colloids And Surfaces A-Physicochemical And Engineering Aspects*, 206(1-3), pp. 41–46, July 2002.
- [7] C. Journet, S. Moulinet, C. Ybert, S. T. Purcell et L. Bocquet. Contact angle measurements on superhydrophobic carbon nanotube forests : Effect of fluid pressure. *Europhysics Letters*, 71, pp. 104, 2005.
- [8] R.T. Perry. *Fluid Mechanics of Entrainment Through Liquid-liquid an liquid-solid junctions*. PhD thesis, University of Michigan, 1967.
- [9] T. D. Blake et K. J. Ruschak. Maximum speed of wetting. *Nature*, 282(5738), pp. 489–491, 1979.
- [10] E.B. Gutoff et C.E. Kendrick. Dynamic contact angles. *AIChE Journal*, 28, pp. 459–466, 1982.
- [11] T. D. Blake, A. Clarke et K. J. Ruschak. Hydrodynamic assist of dynamic wetting. *AIChE Journal*, 40, pp. 229–242, 1994.



- 
- [12] W.L. Wilkinson. Entrainment of air by a solid surface entering a liquid/air interface. *Chemical Engineering Science*, 30, pp. 1227–1230, 1975.
- [13] B.S. Kennedy et R. Burley. Fluid interface displacement and prediction of air entrainment. *Journal Of Colloid And Interface Science*, 62, pp. 48–62, 1977.
- [14] U. Mock, T. Michel, C. Tropea, I. Roisman et J. Ruhe. Drop impact on chemically structured arrays. *Journal of Physics : Condensed Matter*, 17, pp. 595–605, 2005.
- [15] T. Michel, U. Mock, I.V. Roisman, J. Ruhe et C. Tropea. The hydrodynamics of drop impact onto chemically structured surfaces. *Journal of Physics : Condensed Matter*, 17, pp. 607–622, 2005.
- [16] D. Vadillo. *Caractérisation des phénomènes hydrodynamiques lors de l'impact de gouttes sur différents types de substrats*. PhD thesis, Université Joseph Fourier Grenoble 1, 2007.
- [17] R. Rioboo, M. Marengo et C. Tropea. Time evolution of liquid drop impact onto solid dry surfaces. *Experiments in Fluids*, 33, pp. 112–124, 2002.
- [18] D. Richard, C. Clanet et D. Quéré. Surface phenomena - contact time of a bouncing drop. *Nature*, 417(6891), pp. 811–811, June 2002.
- [19] K. Okamura, F. Chevy, D. Quéré et C. Clanet. Water spring : A model for bouncing drops. *Europhysics Letters*, 62, pp. 237–243, 2003.
- [20] Y. Renardy, S. Popinet, L. Duchemin, M. Renardy, S. Zaleski, C. Josserand, M. A. Drumright-Clarke, D. Richard, C. Clanet et D. Quéré. Pyramidal and toroidal water drops after impact on a solid surface. *Journal of Fluid Mechanics*, 484, pp. 69–83, 2003.
- [21] C. Clanet, C. Beguin, D. Richard et D. Quéré. Maximal deformation of an impacting drop. *Journal of Fluid Mechanics*, 517, pp. 199–208, 2005.
- [22] D. Bartolo, C. Josserand et D. Bonn. Retraction dynamics of aqueous drops upon impact on non-wetting surfaces. *Journal of Fluid Mechanics*, 545, pp. 329–338, 2005.
- [23] P. G. de Gennes. Wetting : statics and dynamics. *Rev. Mod. Phys.*, 57(3), pp. 827–863, Jul 1985.
- [24] P.G. de Gennes, F. Brochard-Wyart et D. Quéré. *Gouttes, bulles, perles et ondes*. Belin, Paris, 2005.
- [25] R.G. Cox. The dynamics of the spreading of liquids on a solid surface. *Journal of Fluid Mechanics*, 168, pp. 168–220, 1986.
- [26] O.V. Voinov. Hydrodynamics of wetting. *Fluid Dynamics*, 11, pp. 714, 1976.

- 
- [27] J. Eggers. Hydrodynamic theory of forced dewetting. *Physical Review Letters*, 93(9), pp. 094502, August 2004.
- [28] T. D. Blake et J. De Coninck. The influence of solid-liquid interactions on dynamic wetting. *Advances in Colloid and Interface Science*, 96, pp. 21–36, 2002.
- [29] J.H. Snoeijer, G. Delon, B. Andreotti et M. Fermigier. Relaxation of a dewetting contact line : A full-scale hydrodynamic calculation. *Journal of Fluid Mechanics*, 579, pp. 63, 2007.
- [30] G. Delon, M. Fermigier, J.H. Snoeijer et B. Andreotti. Relaxation of a dewetting contact line : Experiments. *Journal of Fluid Mechanics*, 604, pp. 55, 2008.
- [31] R. Ledesma-Aguilar, A. Hernandez-Machado et I. Pagonabarraga. Dynamics of driven three-dimensional thin films : From hydrophilic to superhydrophobic regimes. *Physics Of Fluids*, 20(7), 2008.
- [32] G. K. Batchelor. *An introduction to fluid dynamics*. Cambridge University Press, 1973.
- [33] D.Y.C. Chan et R.G. Horn. The drainage of thin liquid films between solid surfaces. *J. Chem. Phys.*, 83, pp. 5311, 1985.
- [34] L. Joly, C. Ybert et Bocquet L. Probing the nanohydrodynamics at liquid-solid interfaces using thermal motion. *Physical Review Letter*, 96, pp. 046191, 2006.
- [35] C. Cottin-Bizonne, B. Cross, A. Steinberger et E. Charlaix. Boundary slip on smooth hydrophobic surfaces : Intrinsic effects and possible artifacts. *Physical Review Letter*, 94, pp. 056102, 2005.
- [36] C.I. Bouzigues, P. Tabeling et L. Bocquet. Nanofluidics in the debye layer at hydrophilic and hydrophobic surfaces. *Physical Review Letters*, 101, pp. 114503, 2008.
- [37] O. I. Vinogradova et G. E. Yakubov. Dynamic effects on force measurements. 2. lubrication and the atomic force microscope. *Langmuir*, 19, pp. 1227–1234, 2003.
- [38] P. Huang et K.S. Breuer. Direct measurement of slip length in electrolyte solutions. *Physics Of Fluids*, 19, pp. 028104, 2007.
- [39] A. Maali, T. Cohen-Bouhacina et H. Kellay. Measurements of the slip length of water flow on graphite surface. *Applied Physics Letters*, 92, pp. 053101, 2008.
- [40] P. Joseph, C. Cottin-Bizonne, J.-M. Benoît, C. Ybert, C. Journet, P. Tabeling et L. Bocquet. Slippage of water past superhydrophobic carbon nanotube forests in microchannels. *Physical Review Letters*, 97, pp. 156104, 2006.

- [41] C.-H. Choi, U. Ulmanella, J. Kim, C.-M. Ho et C.-J. Kim. Effective slip and friction reduction in nanograted superhydrophobic microchannels. *Physics Of Fluids*, 18, pp. 087105, 2006.
- [42] C. H. Choi et C.-J. Kim. Large slip of aqueous liquid flow over a nanoengineered superhydrophobic surface. *Physical Review Letters*, 96, pp. 066001, 2006.
- [43] J.-L. Barrat et L. Bocquet. Large slip effect at a nonwetting fluid solid interface. *Physical Review Letter*, 82, pp. 4671, 1999.
- [44] C. Cottin-Bizonne, J. L. Barrat, L. Bocquet et E. Charlaix. Low-friction flows of liquid at nanopatterned interfaces. *Nature Materials*, 2, pp. 237–240, 2003.
- [45] C. Cottin-Bizonne, C. Barentin, E. Charlaix, L. Bocquet et J. L. Barrat. Dynamics of simple liquids at heterogeneous surfaces : Molecular-dynamics simulations and hydrodynamic description. *European Physical Journal E*, 15(4), pp. 427–438, December 2004.
- [46] J. Hadamard. Mouvement permanent lent d’une sphère liquide et visqueuse dans un liquide visqueux. *C. R. Acad. Sci. Paris*, 152, pp. 1735–1738, 1911.
- [47] W. Ribczynski. On the translatory motion of a fluid sphere in a viscous medium. *Bull. Intl Acad. Pol. Sci. Lett. : Sci. Math. Nat. (A)*, pages 40–46, 1911.
- [48] D.W. Moore. The boundary layer on a spherical gas bubble. *Journal of Fluid Mechanics*, 16, pp. 161–176, 1963.
- [49] J. Magnaudet, M. Rivero et J. Fabre. Accelerated flows past a rigid sphere or a spherical bubble. *Journal of Fluid Mechanics*, 284, pp. 97–135, 1995.
- [50] K. Fukuda, J. Tokunaga, T. Nobunaga, T. Nakatani, T. Iwasaki et Y. Kunitake. Frictional drag reduction with air lubricant over a super-water-repellent surface. *Journal of Marine Science and Technology*, 5, pp. 123–130, 2000.
- [51] W.C. Sanders, E.S. Winkel, D.R. Dowling, M. Perlin et S.L. Ceccio. Bubble friction drag reduction in a high-reynolds-number flat-plate turbulent boundary layer. *Journal of Fluid Mechanics*, 552, pp. 353–380, 2006.
- [52] H. Schlichting et K. Gersten. *Boundary Layer Theory, 8th edition*. Springer, 2000.
- [53] L. Landau et E. Lifchitz. *Mécanique des fluides, 3ème édition*. Mir (Moscou), 1994.
- [54] F.M. White. *Fluid Mechanics*. WCB McGraw-Hill, Boston, 1999.
- [55] C. Ybert, C. Barentin, C. Cottin-Bizonne, P. Joseph et L. Bocquet. Achieving large slip with superhydrophobic surfaces : Scaling laws for generic geometries. *Physics of Fluids*, 19, pp. 123601, 2007.

- 
- [56] C. Henoche, TN. Krupenkin, P. Kolodner, JA. Taylor, MS. Hodes, AM. Lyons, C. Peguero et K. Breuer. Turbulent drag reduction using superhydrophobic surfaces. *3rd AIAA Flow Control Conference, San Francisco*, 2006.
- [57] S. Gogte, P. Vorobieff, R. Truesdell, A. Mammoli, F. van Swol, P. Shah et C. J. Brinker. Effective slip on textured superhydrophobic surfaces. *Physics Of Fluids*, 17(5), pp. 051701, May 2005.
- [58] K. Fukagata, N. Kasagi et P. Koumoutsakos. A theoretical prediction of friction drag reduction in turbulent flow by superhydrophobic surfaces. *Physics of Fluids*, 18, pp. 051703, 2006.
- [59] T. Min et J. Kim. Effects of hydrophobic surface on skin-friction drag. *Physics Of Fluids*, 16, pp. 55–58, 2004.
- [60] T. Min et J. Kim. Effects of hydrophobic surface on stability and transition. *Physics Of Fluids*, 17, pp. 108106, 2005.
- [61] N. Mordant, J.-F. Pinton et F. Chillà. Characterization of turbulence in a closed flow. *J. Phys II France*, 7, pp. 1729–1742, 1997.
- [62] F. Noblesse, G. Delhommeau, M. Guilbaud, D. Hendrix et C. Yang. Simple analytical relations for ship bow waves. *Journal Of Fluid Mechanics*, 600, pp. 105–132, April 2008.
- [63] F. Noblesse, G. Delhommeau, M. Guilbaud et C. Yang. The rise of water at a ship stem. *Journal Of Ship Research*, 52(2), pp. 89–101, June 2008.
- [64] A.M. Worthington. On impact with a liquid surface. *Proc. Roy. Soc. London A*, 34, pp. 217–230, 1882.
- [65] A.M. Worthington et R.S. Cole. Impact with a liquid surface studied by the aid of instantaneous photography. *Phil. Trans. Roy. Soc. London A*, 189, pp. 137–148, 1897.
- [66] A.M. Worthington et R.S. Cole. Impact with a liquid surface studied by the aid of instantaneous photography, paper ii. *Phil. Trans. Roy. Soc. London A*, 194, pp. 175–199, 1900.
- [67] A.M. Worthington. *A Study of Splashes*. Longmans, Green and Company, London, 1908.
- [68] E.G. Richardson. The impact of a solid on a liquid surface. *Proc. Phys. Soc.*, 61, pp. 352–367, 1948.
- [69] D.-G. Lee et H.-Y. Kim. Impact of a superhydrophobic sphere onto water. *Langmuir*, 24, pp. 142–146, 2008.
- [70] J. M. Aristoff et J. W. M. Bush. Water entry of small hydrophobic spheres. *soumis à Journal of Fluid Mechanics*, 2008.
- [71] *Handbook of Chemistry and Physics*. CRC, 2007-2008.

- [72] G. Amberg et M. Do-Quang. The splash of a ball hitting a liquid surface : Numerical simulation of the influence of wetting. 60th Annual Meeting of the Division of Fluid Dynamics, Salt Lake City, Utah, 2007.
- [73] H. Wagner. Über stoß- und gleitvorgänge an der oberfläche von flüssigkeiten (phenomena associated with impacts and sliding on liquid surfaces). *Zeitschrift für Angewandte Mathematik und Mechanik*, 12, pp. 193–215, 1932.
- [74] J.M. Oliver. *Water entry and related problems*. Thèse de doctorat, University of Oxford, 2002.
- [75] L. Xu, W.W. Zhang et S.R. Nagel. Drop splashing on a dry smooth surface. *Phys. Rev. Lett.*, 94, 2005.
- [76] E. Guyon, J.P. Hulin et L. Petit. *Hydrodynamique physique*. EDP Sciences, CNRS Editions, 2001.
- [77] R. Burley et B.S. Kennedy. An experimental study of air entrainment at a solid/liquid/gas interface. *Chemical Engineering Science*, 31, pp. 901–911, 1976.
- [78] F. Savart. Mémoire sur le choc d'une veine liquide lancée contre un plan circulaire. *Annales de Chimie et de Physique*, 54, pp. 56–87, 1833.
- [79] F. Savart. Suite du mémoire sur le choc d'une veine liquide lancée contre un plan circulaire. *Annales de Chimie et de Physique*, 54, pp. 113–145, 1833.
- [80] J. Boussinesq. Théories des expériences de savart, sur la forme que prend une veine liquide après s'être choquée contre un plan circulaire. *C. R. Acad. Sci. Paris*, 69, pp. 45–48, 1869.
- [81] J. Boussinesq. Théories des expériences de savart, sur la forme que prend une veine liquide après s'être choquée contre un plan circulaire (suite). *C. R. Acad. Sci. Paris*, 69, pp. 128–131, 1869.
- [82] C. Clanet. Stability of water bells generated by jet impacts on a disk. *Physical Review Letters*, 85(24), pp. 5106–5109, December 2000.
- [83] C. Clanet. Dynamics and stability of water bells. *Journal Of Fluid Mechanics*, 430, pp. 111–147, March 2001.
- [84] C. Clanet. Waterbells and liquid sheets. *Annual Review Of Fluid Mechanics*, 39, pp. 469–496, 2007.
- [85] W.N. Bond. The surface tension of a moving water sheet. *Proc. Phys. Soc. B*, 67, pp. 549–558, 1935.
- [86] F.L. Hopwood. Water bells. *Proc. Phys. Soc. B*, 65, pp. 2, 1952.
- [87] D. Benedetto et E. Caglioti. A stationary action principle for the water sheet. *Eur. J. Mech. B/Fluids*, 17, pp. 769–772, 1998.

- 
- [88] G.N. Lance et R.L. Perry. Water bells. *Proc. Phys. Soc. B*, 66, pp. 1067, 1953.
- [89] G.I. Taylor. The dynamics of thin sheets of fluid. i water bells. *Proc. R. Soc. Lond. A*, 253, pp. 289–295, 1959.
- [90] J.Y. Parlange. A theory of water bells. *Journal of Fluid Mechanics*, 29, pp. 361–372, 1967.
- [91] E.J. Watson. The radial spread of a liquid jet over a horizontal plane. *J. Fluid Mech.*, 20, pp. 481–499, 1964.
- [92] C. Ellegaard, A. E. Hansen, A. Haaning et T. Bohr. Experimental results on flow separation and transitions in the circular hydraulic jump. *Physica Scripta*, T67, pp. 105–110, 1996.
- [93] J. W. M. Bush et J. M. Aristoff. The influence of surface tension on the circular hydraulic jump. *Journal Of Fluid Mechanics*, 489, pp. 229–238, August 2003.
- [94] M. Reiner. The teapot effect... a problem. *Physics Today*, 9, pp. 16–20, September 1956.
- [95] J.B. Keller. Teapot effect. *Journal of Applied Physics*, 28(8), pp. 859–864, 1957.
- [96] J.-M. Vanden-Broeck et J.B. Keller. Pouring flows. *Phys. Fluids*, 29(1), pp. 3958–3961, 1986.
- [97] J.-M. Vanden-Broeck et J.B. Keller. Pouring flows with separation. *Phys. Fluids A*, 1(1), pp. 156–158, 1989.
- [98] I. Owen et D.J. Ryley. The flow of thin liquid films around corners. *Int. J. Multiphase Flow*, 11(1), pp. 51–62, 1985.
- [99] F. Guechi et H. Mekias. Effect of surface tension on two-dimensional free surface flow. *Journal of Engineerind and Applied Science*, 2, pp. 350–353, 2007.
- [100] S.F. Kistler et L.E. Scriven. The teapot effect : Sheet-forming flows with deflexion, wetting and hysteresis. *Journal of Fluid Mechanics*, 263, pp. 19–62, 1994.
- [101] Jackson M.K. Davies T.W. Optimum conditions for the hydraulic mining of china clay. In *Proc. 1st U.S. Water Jet Conference*, pages 129–146, April 1981.
- [102] Davies T.W. Jackson M.K. Nozzle design for coherent water jet production. In *Proc. 2nd U.S. Water Jet Conference*, pages 53–89, May 1983.
- [103] J. Israelachvili. *Intermolecular and surface forces. 2nd edition.* Academic Press, London, 1991.

- [104] B. Qian et Z. Shen. Fabrication of superhydrophobic surfaces by dislocation-selective etching on aluminum, copper, and zinc substrates. *Langmuir*, 21, pp. 9007–9009, 2005.
- [105] I. A. Larmour, S. E. J. Bell et G. C. Saunders. Remarkably simple fabrication of superhydrophobic surfaces using electroless galvanic deposition. *Angewandte Chemie-International Edition*, 46(10), pp. 1710–1712, 2007.





## RÉSUMÉ

L'influence des propriétés de surfaces sur un écoulement liquide microscopique au voisinage d'une paroi a été mise en évidence au cours des dernières années. On entend ici par propriétés de surface l'affinité des solides avec les liquides mis en œuvre, caractérisée par l'angle de mouillage formé par une goutte liquide déposée sur la paroi solide. L'usage de surfaces superhydrophobes a permis notamment d'observer un glissement important du liquide sur la paroi solide pour des écoulements de microfluidique. On peut se demander si les propriétés de mouillage ont également une influence dans des situations hydrodynamiques de plus grande échelle, et c'est à cette problématique que l'on tente d'apporter des réponses dans cette thèse.

Dans un premier temps, des mesures de forces réalisées sur des solides immergés dans un écoulement montrent que l'application d'un revêtement superhydrophobe ne permet pas d'obtenir la réduction radicale espérée de la traînée hydrodynamique. Par la suite, nous nous intéressons à des situations d'impact solide-liquide, mettant en œuvre des lignes de contact triples : impacts de sphères solides sur une interface liquide-gaz, puis impacts d'un jet liquide sur des impacteurs solides, conduisant à la formation de cloches liquides. Nous mettons en évidence et rationalisons dans ces deux cas le couplage fort qui relie les propriétés des surfaces à l'hydrodynamique macroscopique.

MOTS-CLÉS : écoulements aux interfaces, mouillage, angle de contact, réduction de traînée, impacts, ruissellement, effet Coanda, surfaces superhydrophobes

---

## ABSTRACT

The influence of the surface properties on a micro-scale liquid flow near a solid wall has been pointed out in the last years; surface properties means here the liquid-solid affinity, in terms of the wetting angle formed between the liquid and the solid phase when a drop is deposited on the solid surface. In particular superhydrophobic surfaces allowed to reach a huge slip in microfluidic flows. One can wonder if the wetting properties do have any influence in macroscopic hydrodynamic situations. This thesis work aspires to provide some answers to this issue.

In a first part, drag force measurements on immersed solids show that a superhydrophobic coating on the surfaces does not lead to the great expected drag reduction. The second aspect of this work concerns solid-liquid impacts situations, where triple contact lines are created : first, solid spheres falling on a liquid-gas interface, then liquid jet hitting solid impactors, what leads to liquid bells formation. In both cases, a huge coupling between surface properties and macroscopic hydrodynamics has been evidenced and rationalized.

KEY-WORDS : interfacial flows, wetting, contact angle, drag reduction, impacts, dripping, Coanda effect, superhydrophobic surfaces

---